

N° :d'ordre : 01/2009-M/G.M

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE « HOUARI BOUMEDIENE »

FACULTE DE GENIE MECANIQUE ET GENIE DES PROCEDES



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN : GENIE MECANIQUE

Spécialité : Aérodynamique et conversion d'énergie

Par : **BENMENINE DJAMEL**

Sujet

Etude numérique d'une flamme turbulente stabilisée derrière un brûleur type « Bluff Body »

Soutenu le : 15/10/2009 , devant le jury composé de :

Mr R. DIZENE	Professeur, USTHB	Président
Mr A. BENTEBBICHE	Maître de Conférences, USTHB	Directeur de thèse
Mr S.HANCHI	Professeur, EMP	Examineur
Mr R. HAOUI	Maitre de conférences, USTHB	Examineur
M^{elle} E.G. FILALI	Maître de Conférences, USTHB	Examineur

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à:

*Ma source de tendresse, l'être la plus chère dans le monde,
La femme la plus patiente, ma très chère mère.*

*Mon idéal, l'être le plus généreux, mon très cher père tous
leurs sacrifices.*

Mes très chères grands-mères et pères

Mes frères et mes sœurs.

Toute ma famille.

Mes collègues d'étude et en particulier :

Younes, Sbaa, Youcef, Sliman, Karim, Brahim,

Noureddine, Sidali, Nadjib, et Mohamed

REMERCIEMENTS

Tout d'abord je remercie infiniment Allah le tout puissant de m'avoir donné la santé, la volonté et la patience, éléments nécessaires pour finir les travaux liés à mes études.

Je présente mes sincères remerciements avec mes profonds respects à mon promoteur, Mr. [Dr. A. Bentebbiche](#) pour son suivi, Sa patience, ses conseils et son aide, tout au long de la réalisation de ce modeste travail.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude au directeur de laboratoire LMA, [Prof. S. BENMANSOUR](#), pour nous avoir accueilli au laboratoire de recherche, Mécanique avancée, ainsi que pour les moyens et outils mis à ma disposition sans lesquels ce travail n'aurait pu être réalisé.

Je tiens à remercier le [Prof. R. DIZENË](#) pour avoir accepté de présider le jury de soutenance.

Egalement Je tiens à exprimer mes remerciements, à Mr. [Prof. S.HANÇHI](#), [Dr. R. HAOUI](#) et [Melle Dr E.G. FILALI](#), pour l'intérêt qui ont donné à ce travail, en acceptant de faire partie du jury en tant que examinateurs, qu'ils trouvent ici ma sincère gratitude.

Enfin, Que tous ceux et celles qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail, trouve ici mes profondes remerciements.

Table des matières

DEDICACES.....	
REMERCIEMENTS.....	
TABLE DES MATIERES.....	
LISTE DES FIGURES.....	
LISTE DES TABLEAUX.....	
NOMENCLATURE.....	
INTRODUCTION GENERALE.....	01
CHAPITRE I: ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	
1. Etude bibliographique	03
CHAPITRE II: GENERALITES SUR LE COMBUSTION ET LES FLAMMES	
1. Généralité sur la combustion	06
2. Etat final d'un système réactif. Rappel du calcul de l'équilibre chimique	10
3. La diffusion moléculaire de masse, d'énergie et de mouvement.....	14
3.1. Une description de la diffusion moléculaire.....	14
3.2. La conduction de chaleur.....	14
3.3. La diffusion de quantité de mouvement.....	15
4. Notions sur les flammes	15
4.1. Introduction.....	15
4.2. Combustion laminaire.....	15
4.2.1. Flamme laminaire prémélangée.....	16
4.2.2. Flamme laminaire non prémélangée	17
4.3. Combustion Turbulente.....	21
4.3.1. Diagrammes de combustion turbulente.....	21
4.3.1.1. Combustion turbulente prémélangée	21
4.3.1.2. Combustion turbulente non- prémélangée	25
5.1. Stabilité de flamme en milieu non prémélangé.....	29
5.2 Stabilisation des flammes de prémélange.....	31
CHAPITRE III: FORMULATION MATHEMATIQUE	
1. Les équations de bilan de l'aérothermochimie.....	35
1.1. Equation continuité	35
1.2. Equation de quantité de mouvement	35
1.3. Equation d'énergie	35

1.4. Equation de fraction de masse.....	35
1.5. Equation d'état	36
2. Modèles de turbulence.....	36
*Hypothèse de Boussines.....	36
2.1. Modèle Spalart-Allmaras	37
2.2. Modèle κ - ϵ Standard	37
2.3. Modèle RNG κ - ϵ	38
2.4. Modèle κ - ϵ Realizable.....	38
2.5. Modèle κ - ω	39
2.6. Modèle κ - ω SST.....	39
2.7. Modèle RSM.....	40
3. Les modèles de simulation de la combustion.....	41
3.1. Les modèles de simulation de la combustion non prémélange.....	41
3.1. A- Le modèle des « flammlettes ».....	41
3.1. B- Le modèle Lagrangien MIL.....	42
3.1. C- Le modèle PDF.....	42
2.1. d. Modèle Eddy Dissipation.....	43
3.2- Les modèles utilisés pour la combustion prémélangée.....	44
3.2. A- La modèle « Eddy Break-Up ».....	44
3.2.B- Modèle G-équation.....	44

CHAPITRE IV: MODÉLISATION NUMÉRIQUE

Introduction.....	46
1 Méthode des volumes finis.....	46
2 Maillage.....	46
3 Discrétisation.....	47
3.1 Linéarisation de l'équation discrétisée.....	48
3.2. Sous relaxation.....	49
4. Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement.....	49
4.1 Schéma du premier ordre amont.....	50
4.2 Schéma du second ordre amont.....	50
4.3 Schéma Quick	50
5. Interpolation de la pression.....	51
5.1 Schéma Standard.....	51
5.1 Schéma Standard.....	51
5.3. Schéma PRESTO (option de pression décalée).....	51

6. Discrétisation de l'équation de continuité.....	52
7. Couplage vitesse-pression.....	52
7.1. Algorithme SIMPLE (semi-implicit method for pressure linked equations).....	52
8. Procédure de Résolution.....	54
9. Algorithme de calcul.....	54
CHAPITRE V: RÉSULTATS ET DISCUSSION	
Partie : I.....	56
Introduction.....	56
I. Les moyens de mesures expérimentales	58
1 .Les vitesses	58
2 .La PIV	58
3 .La fraction de mélange	59
4 .Les longueurs de flamme, les hauteurs et rayon de stabilisation des flammes	59
5 .Les analyses de gaz	59
II. Comparaisons Simulation /Expérience	60
Partie : II.....	64
1. Description du problème.....	64
2. Effet de la variation du rapport de la vitesse sur la stabilité de la flamme	64
3. Les conditions aux limites	64
4. Modèle numérique et maillage.....	65
5. Discussion des résultats de la simulation	67
5.1 Champs dynamiques	68
5.2 Champs thermiques.....	78
	86
Partie.III	
1. L'effet du taux de bocage.....	86
2. Discussion des résultats de la simulation	86
2.1 Le champ dynamique	87
2.2 Le champ thermique.....	93
CONCLUSION GENERALE.....	95
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	
ANNEXE.....	

Nomenclature

A, B	Constantes empiriques du modèle « Eddy dissipation ».
a_j, e	Le nombre d'éléments
\vec{A}	Vecteur de surface
ap, anb	Coefficient de linéarisation, (nb) pour cellules adjacentes
b	Résidu
C ϵ 1	Constante des modèles k- ϵ et RNG k- ϵ
C ϵ 2	Constante des modèles k- ϵ et RNG k- ϵ
c_0, c_1	Centre des cellules
Cp	Chaleur spécifique
D, d	Diamètre (m)
F_β	Force de pesanteur
J_q	Conduction de chaleur (W)
J_v, x	Diffusion de quantité de mouvement
J_i	Diffusion moléculaire
K_p	Constante d'équilibre chimique
K	La diffusivité thermique(m^2/s)
k	L'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2)
q_R	Le flux radiatif (W)
n	Nombre de corps
$n'e$	Le nombre de moles équivalent de l'élément e dans un mélange.
P	Pression (Pa)
R	Constante des gaz parfait ($R = 8.314 j mole^{-1} K^{-1}$)
T	Température (k^0)
t	Temps (s)
u	La composante de la vitesse selon l'axe des x (m/s)

v	La composante de la vitesse selon l'axe des y (m/s)
w	La composante de la vitesse selon l'axe des z (m/s)
Y_i	La fraction de masse pour l'espèce i
λ	Conductivité thermique
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
μ	La viscosité dynamique ($kg/m.s$)
μ_t	La viscosité dynamique turbulente ($kg/m.s$)
$\tau_{\alpha\beta}$	Tenseur de contraintes visqueuses
ν	la viscosité cinématique (m^2/s)
ν_t	Viscosité cinématique turbulente (m^2/s)
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^3)
δ	Epaisseur de la zone de réaction (m)
$\dot{\omega}$	Taux de réaction ($mole/cm^3.s$).
φ	Scalaire
Re	Nombre de Reynolds
τ_c	Echelle de temps caractéristique de la réaction chimie (s).
τ_t	Echelle de temps caractéristique de la turbulence
W_i	la masse molaire de l'espèce i

Liste de figures

Figure (1).Flamme d'une bougie.....	03
Figure (II-1) : propagation d'une flamme laminaire prémélangée.....	16
Figure (II-2): Profile d'une flamme laminaire prémélangée.....	16
Figure (II.3): Structure d'une flamme laminaire non prémélangée.....	18
Figure (II.4) : Fractions massiques réduites du combustible F.....	20
Figure(II. 5) : Diagramme des régimes de la combustion turbulente prémélangée.....	24
Figure(II.6) : Régimes de combustion turbulente prémélangée identifiés par Borghi et Destriau (1995).....	25
Figure(II.7) : Echelle pour une flamme turbulente non- prémélangée.....	27
Figure(II.8.a) : Flamme de diffusion faiblement turbulente.....	28
Figure (II.8.b) : interaction à grande échelle de « flammelettes »	28
Figure(II.8.c) : interaction à petite.....	29
Figure(II.9) : Classification des différents types de flammes de diffusion turbulentes.....	29
Figure (II.10) : stabilisation d'une flamme de la diffusion sur la lèvre d'un brûleur.....	30
Figure (II.11) : stabilisation d'une flamme de la diffusion suspendue, formation d'une flamme triple.....	30
Figure (II-12) : Stabilisation d'une flamme sur un brûleur de type Bunsen.....	31
Figure (II-13) : Profil de vitesse de l'écoulement et de vitesse de flamme à la sortie d'un brûleur de type Bunsen.....	33
Figure (II-14): Représentation qualitative de la stabilité de la flamme sur un brûleur de type Bunsen dans le plan vitesse de sortie de l'écoulement-riche du prémélange.....	33
Figure(IV.1) : Les différentes grilles topologiques traitées par "Fluent" (a) triangulaire. (b) quadrilatérale.....	47
Figure (IV.2) : Volume de contrôle pour la discrétisation de l'équation de transport d'un scalaire.....	48
Figure (IV.3) : Maillage quadrilatéral structuré.....	51
Figure (IV.4) : Algorithme de calcul pour un solveur découplé.....	54
Figure (V.1): Présentation de chambre de combustion du brûleur étudiée.....	56
Figure (V.2) : conditions aux limites sur le demi-domaine géométrique.....	57
Figure (V.3): Profils de vitesses moyennes axiales issus du calcul et de l'expérimental	60

Figure (V.4) : Profils de vitesses moyennes axiales issus du calcul et de l'expérimental.....	61
Figure (V.5) : Profils de vitesses moyennes radiales issus du calcul et de l'expérimental pour $Z=15\text{mm}$	62
Figure (V.6): Comparaison des profils moyens de d'énergie cinétique turbulente entre le calcul et l'expérience pour $Z=15\text{mm}$	62
Figure (V.7) : Comparaison des profils moyens de d'énergie cinétique turbulente entre le calcul et l'expérience pour $Z=15\text{mm}$	63
Figure (V.8): Configuration géométrique du brûleur.....	64
Figure (V.9) : conditions aux limites sur le demi-domaine géométrique (Domaine de calcul).....	65
Figure (V.10) : le maillage.....	66
Figure (V.11) : les contours de vitesses axiales avec les lignes de courant (sans combustion).....	68
Figure (V.12) : les contours de vitesses axiales (m/s) avec les lignes de courant (avec combustion).....	69
Figure (V.13) : profils des vitesses axiales à l'axe de symétrie (sans combustion).....	70
Figure (V.14) : profils de vitesses axiales à l'axe de symétrie (avec combustion).....	71
Figure (V.15) : fraction massique de CH_4 à l'axe de symétrie.....	72
Figure (V.16) : les contours de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2) (sans combustion).....	74
Figure (V.17) : L'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2) à l'axe de symétrie (sans combustion).....	75
Figure (V.18) : Les taux de dissipation (m^2/s^3) à l'axe de symétrie (sans combustion).....	76
Figure (V.19) : les contours des températures (K^0) pour les trois cas étudié..	78
Figure (V.20) : Variation de la température (K^0) le long de l'axe de symétrie cas C.....	79

Figure (V.21) : Contours de la fraction massique NO pour un rapport de vitesse variable.....	81
Figure (V.22) : Fractions massiques de NO pour un rapport de vitesse variable	82
Figure (V.23) : Contours de la fraction massique CO ₂ pour un rapport de vitesse variable.....	84
Figure (V.24) : contours de vitesses axiales (m/s) avec les lignes de courant pour un taux de blocage variable sans combustion.....	87
Figure (V.25) : contours de vitesses axiales (m/s) avec les lignes de courant pour un taux de blocage variable avec combustion.....	87
Figure (V.26) profils des vitesses axiales (m/s) à l'axe de symétrie pour un taux de blocage variable sans combustion.....	89
Figure (V.27) : profils des vitesses axiales (m/s) à l'axe de symétrie pour un taux de blocage variable avec combustion.....	90
Figure (V.28) : fractions massiques de CH ₄ à l'axe de symétrie pour un taux de blocage variable	92
Figure (V.29) : contours de la température (K ⁰) pour un taux de blocage variable	93
Figure (V.30) : contours de la fraction massique de NO pour un taux de blocage variable.....	94
Figure (A.1) : Décomposition de la région proche de la paroi.....	01
Figure (A.2) : Traitement près des parois dans "Fluent".....	02
Figure(B.1): Interface de Gambit.....	06
Figure(B.2): fenêtre d'outils d'opération.....	07
Figure(B.3): fenêtre de contrôle global.....	08
Figure(B.4): fenêtre des descriptions.....	08
Figure(B.5): fenêtre de la liste des commandes.....	08
Figure (B.6) : Interface de Fluent.....	09

Figure (B.7) : Solveur.....	10
Figure (B.8) : Le modèle de la turbulence.....	11
Figure (B.9) : Equation d'énergie.....	12
Figure (B.10) : Modèle de combustion.....	12
Figure (B.11) : Radiation	13
Figure (B.12) : Matériels	14
Figure (B.13) : les conditions aux limites.....	15
Figure (B.14) : Solution initiale	15
Figure (B.15) : Residual monitor.....	16

Liste de tableau

Tableau (IV.1) : tableau de sous relaxions.....	49
Tableau (V.1) : les conditions aux limites.....	57
Tableau (V.2) : tableau de sous relaxation.....	57
Tableau (V.3) : Vitesses pour les trois cas étudiés.....	65
Tableau (V.4). Les schémas de discrétisation des différentes variables.....	67
Tableau (V.5) : les trois cas étudiés.....	86



Introduction générale

Introduction :

La combustion est un phénomène répandu dans la nature, et c'est grâce à elle, en majeure partie, que l'activité humaine a pu se développer et se développe encore, quelquefois trop dans l'antiquité et jusqu'au moyen âge. Le feu était même considéré comme l'un des quatre éléments de base dont l'univers entier était constitué. C'est à dire que l'étude et la compréhension de ce qui concerne la combustion et le feu à un intérêt tout a fait important

Les flammes se manifestent dans notre quotidien par le biais d'utilisations aussi diverses qu'une bougie ou un moteur à combustion interne. Cette source d'énergie dont l'homme moderne ne saurait plus se passer est inutilisable si elle n'est pas maîtrisée. Depuis les prémices de la recherche en combustion jusqu'aux plus récents développements de modèles et de techniques de mesures, la problématique de stabilité de flamme est largement abordée. Dans le contexte actuel, l'amélioration des performances ainsi qu'un meilleur contrôle de la consommation de combustible nécessitent une bonne compréhension des phénomènes physiques fondamentaux qui pilotent la stabilisation des flammes. La maîtrise des mécanismes de stabilisation de flamme s'avère en effet primordiale dans des domaines de la combustion très divers.

L'industrie utilise la combustion et les flammes de nombreuses et de différentes manières :

1-Les moteurs

Une première grande catégorie de dispositifs concerne les moteurs, qui doivent propulser divers véhicules (avions, fusées, bateaux, automobiles,...) grâce à l'énergie thermique que la combustion peut libérer. Parmi les catégories on peut citer :

On cite :

- Les moteurs à piston à combustion interne.
- Le statoréacteur qui peut être utilisé par un avion.
- La chambre de combustion des turboréacteurs.
- Les moteurs de la fusée.

2-Les brûleurs

Les brûleurs sont les autres dispositifs industriels utilisant la combustion, qui sont utilisés dans des foyers, des fours, ou des chaudières: leur intérêt n'est pas de propulser un véhicule de types quelconque, mais de fournir « de la chaleur », ou de détruire ou transformer certains produits. Ils sont utilisés dans l'industrie, ou dans les centrales thermiques.

3-Les incendies

Les incendies et explosions constituent, enfin, la dernière catégorie de situations industrielles, ou naturelles, dans laquelle la combustion joue un rôle prépondérant. Il est possible de décrire

et d'analyser les différentes situations de ce type encore en termes de flammes de prémélange ou diffusion, en phase gazeuse ou avec intervention de liquide ou solides. A titre d'exemple, on peut citer la déflagration et les feux des forêts.

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une étude visant l'optimisation des paramètres de fonctionnement des brûleurs industriels à flamme de diffusion. L'exemple développé, ici, s'intéresse particulièrement à l'étude de l'effet du rapport de vitesses ($V_{\text{combustible}} / V_{\text{air}}$) et aussi l'effet de taux de blocage sur les caractéristiques dynamique et thermique de l'écoulement ainsi que leurs impacts sur la stabilité de la flamme. L'étude est menée sur un brûleur type « bluff body » de dimensions choisies.

L'étude est réalisée à l'aide du code numérique CFX 5.7. On a utilisé le modèle de turbulence k- ϵ .

Le premier chapitre consiste en une étude bibliographique permettant une compréhension du Phénomène étudié, en citant quelques résultats d'études

Le deuxième chapitre traite des généralités sur la combustion et les flammes

Dans le troisième chapitre on traite la modélisation mathématique d'un écoulement turbulent Incompressible. Dans ce chapitre seront cités les différents modèles de turbulence et de combustion, notamment le modèle k- ϵ pour la turbulence, et le modèle Eddy dissipation pour la combustion.

Les équations fondamentales régissant le phénomène étudié sont présentées au quatrième chapitre. La résolution de ces équations différentielles exige le choix d'une méthode numérique convenable adoptée au problème à résoudre. Nous avons, pour notre cas, choisi la méthode des volumes finis.

Enfin une présentation et une discussion des résultats obtenus sont présentées dans le cinquième chapitre.



Chapitre I
Etude bibliographique

1. Etude bibliographique

Qu'il s'agisse d'une flamme stabilisée à la sortie d'un brûleur à mélange préalable ou encore d'une flamme établie autour d'un jet de combustible, la combustion ne s'établit pas de manière spontanée. Ces flammes nécessitent un allumage par une source de chaleur extérieure. Une fois allumées, ces flammes, aussi bien flammes de prémélange que flamme de diffusion doivent rester stables. On entend par flamme stable, la présence d'une zone de réaction fixe dans l'espace en dépit de l'écoulement des fluides alimentant la combustion. Cette stabilisation n'est pas toujours possible et dépend non seulement de la qualité du mélange entre combustible et comburant mais également de la vitesse des réactifs. Dans certains cas, la stabilisation des flammes se fait par la modification de la géométrie du brûleur ou par l'ajout d'un dispositif spécial qui modifie l'écoulement de gaz et favorise la stabilité de flamme. Grâce à un artifice aérodynamique, un noyau de recirculation peut être créé augmentant ainsi le temps de séjour des gaz pour permettre à la flamme de s'accrocher dans cette zone. L'utilisation d'un obstacle, d'une mise en rotation des fluides ou encore l'ajout d'une flamme pilote sont des solutions couramment employées pour stabiliser les flammes lorsque les conditions de l'écoulement ne permettent pas. Toutefois, ces procédés rendent l'écoulement complexe et le dispositif plus onéreux. Notre étude se place en amont de ces problématiques car il est nécessaire de comprendre les mécanismes responsables de la stabilisation de flammes.

Durant ces dernières années, de nombreuses études ont porté sur la thématique de stabilité de flamme. Les flammes de diffusion laminaires suspendues ont été étudiées pour identifier les mécanismes de stabilisation. Des études expérimentales ont pu être réalisées grâce aux nouvelles possibilités qu'offrent les diagnostics lasers (LIF, PIV...) (Muniz & Mungal, 1997; Lee & Chung, 1997) [1].

Les principaux résultats de ces études montrent que la base de la flamme présente un caractère propagatif.

Plusieurs études numériques confirment ces résultats expérimentaux et annoncent que les propriétés du mélange à la base de la flamme et les conditions de vitesses locales de l'écoulement sont propices à la propagation d'une extrémité de flamme (Plessing et al [2], 1998, Kioni et al. 1999) [3].

La stabilité de flamme reste un sujet très étudié de nos jours. En effet la stabilisation des flammes sur un brûleur ou un injecteur est un phénomène qu'il faut savoir maîtriser dans de nombreuses applications (fours industriels, brûleurs domestiques, moteur fusée ou encore turbine à gaz). Cette problématique est abordée expérimentalement dans des configurations de flammes de diffusion pures (Maurey, 2001 [4]; Cessou et al. 2004 [5]; Won et al. 2005) [6]. Aussi bien que dans des configurations de prémélange partiel (Kim et al. 2005) [7]. Ces récentes études expérimentales s'appuient sur les travaux réalisés dans les années 90 et apportent une vue nouvelle sur des points particuliers du mécanisme de stabilisation. Won et al étudient la stabilisation d'une flamme partiellement prémélangée suspendue en microgravité, notamment pour analyser l'effet de la flottabilité (Won et al. 2005). L'effet du gradient de fraction de mélange sur la structure de flamme et en particulier son influence sur la vitesse de propagation sont également mis en évidence (Kim et al. 2005).

De nombreuses études numériques complètent les observations expérimentales. Takahashi et Katta ont réalisé des simulations numériques directes (DNS) de flamme de diffusion avec différents combustibles (Takahashi & Katta, 2005) [8]. L'effet de la nature du combustible sur la structure et la stabilisation d'une flamme partiellement prémélangée a été étudié.

Dans certaines conditions de l'écoulement, il est possible d'obtenir une flamme qui se stabilise au dessus des lèvres du brûleur. La flamme est alors dite "suspendue".

Le comportement des flammes turbulentes suspendues dépend essentiellement de la vitesse du jet. L'évolution de la hauteur moyenne est quasi-linéaire en fonction de la vitesse de sortie des gaz, quelle que soit la nature du gaz (Kalghatgi, 1984) [9]. A partir d'une flamme de diffusion accrochée au brûleur, lorsque la vitesse d'éjection du combustible atteint une valeur critique ($U_0 > U_c$) la flamme se décolle naturellement du brûleur. Dans le cas d'une flamme initialement suspendue, il faudra diminuer la vitesse à une valeur U_c' inférieure à U_c pour accrocher la flamme.

C'est le phénomène d'hystérésis. La transition de l'état accroché à l'état décollé a été décrite selon plusieurs mécanismes de décollage (Takahashi et al, 1990) [10]. Le premier mécanisme de décollement correspond à une rupture d'équilibre entre le jet d'air entraîné et la propagation de la flamme près des lèvres du brûleur. Un autre mécanisme d'instabilité est décrit comme une extinction partielle de la flamme qui

peut alors soit se détacher directement, soit se scinder en deux parties. Dans ce dernier cas, la portion de flamme restant accrochée au brûleur s'éteint rapidement et une flamme suspendue est observée.

Notre étude est consacrée à la compréhension des mécanismes de stabilisation des flammes non prémélangées turbulentes derrière un brûleur type « bluff body » ; et on s'intéresse particulièrement à l'étude de l'effet du rapport de vitesses (Vitesse de combustible / Vitesse de l'air) et taux de blocage sur les caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement ainsi que leurs impacts sur la stabilité de la flamme.



Chapitre II

Généralités sur la combustion et les flammes

1. Généralité sur la combustion :

Qu'est ce que le feu, qu'est ce que la combustion, qu'est-ce qu'une flamme?

Il a fallu assez longtemps, dans l'histoire de la scientifique. Pour le comprendre à l'heure actuelle, des nombreux dispositifs industriels en tirent parti, mais quelque fois leur maîtrise parfaite, fait encore défaut. Ces difficultés de compréhension viennent du fait que plusieurs phénomènes physiques et chimiques, assez différents, interviennent conjointement, et de façon couplée ; dans ce que l'on appelle le feu.

A la base de ces phénomènes, se trouve d'abord un aspect chimique: et il ne s'agit pas d'une seule réaction chimique, mais des nombreuses réactions chimiques qui ont lieu simultanément pendant les processus de combustion. Il existe différents types de réaction de combustion, dépendant essentiellement des produits réactifs mis en jeu. Le premier aspect du feu est un aspect chimique; c'est celui-ci qu'on appelle maintenant plus précisément combustion. Le second aspect est constitué par les transferts de chaleur. En effet, les réactions chimiques dont nous venons de parler entraînent une élévation de température du milieu, et sont elles-mêmes très sensibles à la température de ce dernier. Cela implique la possibilité d'importants transferts de chaleur, d'un point à un autre de ce milieu, qu'on appelle une flamme; ils se font par conduction de chaleur, par rayonnement quelquefois, souvent par diffusion par des remous qu'on appelle turbulents. Ces transferts de chaleur ne jouent certaines fois qu'un rôle annexe au déroulement des réactions chimiques de la combustion; ils leur sont quelquefois indispensables, comme par exemple dans le cas de la propagation des flammes.

Pour leur majeure partie, les flammes sont situées dans des milieux gazeux et ceci explique l'existence d'un troisième aspect: les transferts de masse. Ils peuvent être deux types: soit ce sont aussi des transferts par diffusion, moléculaire ou turbulent, de certaines espèces par rapport à d'autre dans le milieu. Les mouvements de gaz sont dus soit à un écoulement alimentant la flamme elle-même, soit à la gravité qui provoque la montée des gaz chauds et entraîne de arrivés des gaz frais; les phénomènes de diffusion de certaines espèces, par contre, sont provoqués par des différences importantes de la Composition des gaz d'un point à un autre de la flamme. Ces mouvements de convection et de diffusion peuvent être particulièrement importants et être à la source particularités remarquable. Une bougie ne peut brûler sans "fumer" terriblement et souvent s'éteint après un certain temps: l'apport de gaz frais par la convection naturelle, et l'emport des produits brûlés. Et de la suie en particulier, se

révèle donc absolument nécessaire à la permanence de la flamme. Ce troisième aspect relève de la mécanique et de la physique des fluides.

Pour illustrer plus en détail comment ces trois aspects se superposent et se combinent dans une flamme très usuelle, considérons d'abord la flamme d'une bougie fig (I.1). C'est une flamme que probablement tout le monde a eu l'occasion de le voir. Cette flamme banale, comme on va le voir, met en jeu un ensemble complexe de phénomènes, presque le plus complexe de toutes les flammes.

La flamme d'une bougie se situe juste au-dessus de la mèche, dans un milieu manifestement gazeux; néanmoins la bougie elle-même est un produit solide, et on peut constater la présence d'une flaque de liquide, qui imbibe la mèche. Considérons d'abord le milieu gazeux, la flamme elle-même, et décrivons comment les trois aspects chimiques, de transfert de chaleur et mécanique, jouent ensemble.

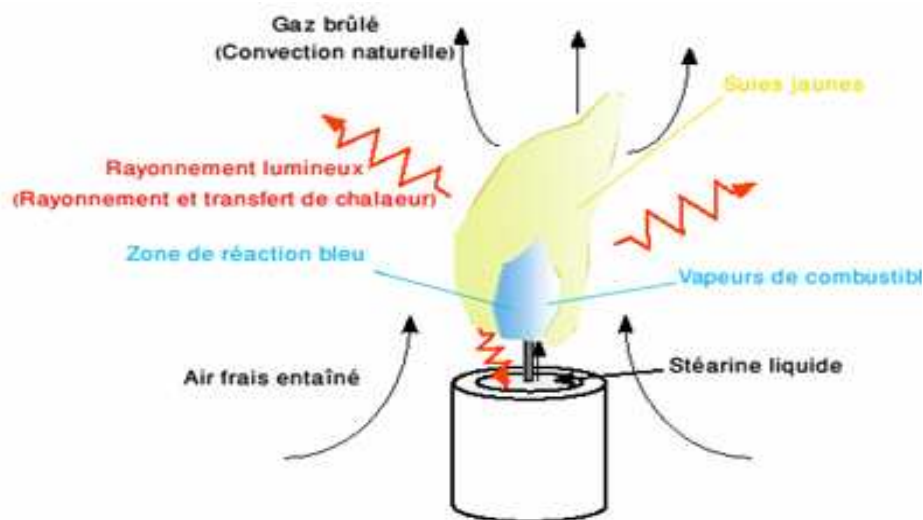


Figure (1) : Flamme d'une bougie

L'industrie utilise la combustion et les flammes des nombreuses et des différentes manières.

Les descriptions que nous venons de faire de types de flammes, celle de la bougie figure (1), nonprémélangée, et celle qui se propage (dans la bouteille) dans un mélange de combustible et l'air, sont cependant suffisantes pour nous permettre de comprendre déjà qualitativement comment les divers dispositifs industriels fonctionnent.

L'aspect chimique, la combustion proprement dite, n'est pas le plus apparent au premier abord, mais c'est celui qui est au coeur de la flamme: la combustion se fait ici dans la flamme, sous forme d'un ensemble de réactions chimiques où les acteurs primordiaux sont l'oxygène de l'air et les vapeurs gazeuses s'échappant de la mèche. La bougie est composée essentiellement de stéarine, produit comprenant du carbone, de l'hydrogène et quelques atomes d'oxygène ; ce produit solide à température normale, se liquéfie s'il est chauffé légèrement (vers 1500C) et ensuite devient gazeux en se décomposant en espèce plus légères.

Les réactions chimiques qui se produisent mettent en jeu non seulement l'oxygène et ces espèces, mais aussi des atomes et radicaux qui en sont issus: O, OH, CH₃, HCHO... la présence de tels radicaux est attesté par des mesures bleue, due à l'émission visible par le radicale CH, que l'on peut constater à la base de la flamme. Le résultat de toutes ces réactions chimique est la formation de CO₂ et de vapeur d'eau, en même temps que l'élévation de la température du milieu; mais la combustion forme aussi dans certaine cas des suies, particules de carbone très légèrement hydrogénés ; la quantité de suie est d'ailleurs plus élevée dans la flamme qu'au-dessus, et on peut voir les particules de suie chaudes grâce à la lumière jaune qu'elles émettent.

L'aspect physique de transfert de chaleur est directement apparent, puisqu'il se fait en partie par le rayonnement jaune qui est la manifestation la plus directement visible de la flamme. Ce rayonnement constitue la principale utilité d'une bougie, mais il est aussi indispensable pour que la température de la flamme puisse chauffer la surface de la bougie qui devienne liquéfier, et ensuite produire les vapeurs qui vont entrer en réaction dans la flamme.

L'aspect mécanique est nécessaire, conjointement aux deux premiers aspects, pour amener les réactifs en contact. C'est essentiellement la gravité qui fait monter les gaz chaud et déjà brûler (donc composés essentiellement d'azote de l'aire de CO₂ et de vapeur d'eau) et entraîne à leur place de l'air frais et de vapeur de combustible venant de la mèche. De plus, ces deux groupes d'espèces chimiques différents se mélangent intimement par diffusion moléculaire

dans la flamme, de façon à ce que les molécules viennent en contact suffisamment proche, entre elles et avec les atomes ou radicaux qui existent dans la flamme, pour pouvoir réagir.

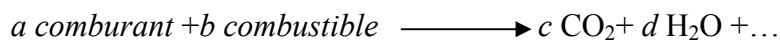
La diffusion moléculaire des différentes espèces est aussi nécessaire que la diffusion de la chaleur. En plus de ces trois aspects primordiaux, la flamme d'une bougie met en jeu des aspects secondaires: le phénomène physique de changement d'état: liquéfaction et vaporisation, ont déjà été mentionnées: les phénomènes de nucléation des particules de suies, puis de croissance et de coagulation de celles-ci sont aussi présents, et ce sont des aspects très importants si l'on s'intéresse spécifiquement au dégagement de fumées par les flammes. La conduction de la chaleur dans la mèche poreuse, et l'ascension capillaire de la stéarine liquide sont aussi des phénomènes physiques qui participent à la flamme (et qui peuvent éteindre celle-ci dans certains cas...).

Tous ces phénomènes élémentaires dans la flamme sont étroitement couplés; ils jouent chacun leur rôle dans l'orchestre et la flamme ne peut se maintenir en permanence que si chacun le joue correctement. De plus, à cause du fait que chacun d'eux ne se produit pas au même endroit. La flamme a une structure bien définie, bien que sa forme géométrique puisse un peu varier suivant les cas. La figure 1 donne un schéma simplifié de la structure de la flamme de bougie. On y voit que la zone où les réactions chimiques se produisent sépare un milieu gazeux surtout réducteur (à l'intérieur autour de la mèche). Ce sera le cas pour de nombreuses autres flammes, et toutes celles-ci seront appelées flamme de diffusion, ou flamme «non prémélangé».

Mais les différents phénomènes physico-chimiques ne se combinent pas toujours de la même façon. Toutes les flammes ne ressemblent pas forcément à la flamme de bougie, donc ne sont pas de flamme diffusion. Cependant, il n'existe que deux types de flammes. Si une flamme n'est des types précédents, non prémélangé, elle est forcément une flamme de prémélangé. En effet, dans le cas de la bougie, les réactions chimiques nécessitent la présence de deux types d'espèces différentes: l'air (oxydant) et les vapeurs de bougie (réductrices) et ces deux espèces provenaient d'endroits différents de l'espace. Dans le cas des flammes de prémélangé, les réactions chimiques nécessitent soit un seul corps chimique (qui est alors un corps qui peut être dangereusement « explosif »), soit deux corps différents mais déjà mélangés à l'avance. Des exemples pratiques de flamme de prémélangé se trouvent dans le bec de gaz, ou dans les moteurs à explosion à allumage commandé.

La combustion est une source d'énergie très largement utilisée. Sauf pour quelques rares systèmes domestiques, la combustion est turbulente: elle se produit dans un écoulement turbulent, ce qui assure un mélange des réactifs plus homogène et une combustion plus intense. On trouve ce type de combustion dans les moteurs à piston, les brûleurs industriels, les turbines à gaz des centrales thermiques et les réacteurs d'avions.

La combustion est une réaction chimique, globalement exothermique, au début lente mais pouvant devenir ensuite rapide et même violente, avec émission de rayonnement et élévation de température qui peut être traduite par un dégagement de chaleur. Elle se produit dans un système « ouverte » ou dans un système « fermé », autrement dit avec ou sans échange de matière et d'énergie entre le système et le milieu extérieur. Les réactions chimiques ne peuvent se produire que si des espèces chimiques, atomes, ions, radicaux, molécules, commencent par se rencontrer ou du moins se trouvent assez près pour se modifier mutuellement. La réaction de combustion est globalement une réaction d'oxydoréduction où l'oxydant est appelé comburant (oxygène pur ou dilué ozone, chlore, nitrates, etc.) et le réducteur est appelé combustible (H_2 , CO , hydrocarbure, etc.) se déroulant suivant un mécanisme complexe, comprenant un grand nombre de réactions dites « élémentaire », les unes contre les autres libérant de la chaleur, le dégagement de chaleur prenant le pas sur la consommation. Si cette réaction oxydait de façon maximale le combustible, on pourrait écrire, globalement:



Cette écriture a pour objet d'indiquer simplement quels sont les produits initiaux et finals du processus, sans plus.

On l'appelle la réaction de bilan stœchiométrique. Elle n'indique pas du tout ce qui passe au cours de la combustion.

La thermodynamique raisonne essentiellement sur des grandeurs comme la température ou les concentrations qui n'ont de sens que pour les systèmes contenant des individus en nombre assez grand pour se prêter aux considérations statistiques. Les symboles chimiques, H , HO_2 , CH_4 , etc., y désignent donc sans la moindre ambiguïté des moles et non des atomes ou des molécules.

Comme c'est déjà dit que la flamme ne met pas en jeu seulement des phénomènes chimiques, mais aussi des phénomènes physiques et mécaniques de transport de gaz par diffusion et par

convection. L'exemple de la flamme d'un briquet à gaz, le montre bien : lorsqu'on utilise celui-ci, on laisse d'abord sortir un jet de gaz (CH_4), qui s'échappe avec certaine vitesse (de l'ordre de 1 à 2 m/s) à cause de la pression du réservoir. Ce gaz entraîne avec lui, par frottement, l'air environnant, et l'air et le gaz se mélangent ensemble dans le panache du jet. Lorsqu'on enflamme ensuite ce jet (par l'étincelle), il établit une zone de réaction qui ne peut se maintenir que parce que l'air et le gaz se sont mélangés et continuent en permanence à se mélanger tant que le jet de gaz s'échappe. Les flammes du type briquet à gaz, où combustible et comburant sont amenés séparément, sont appelées des flammes de diffusion.

Nous expliquons dans ce chapitre la nature des phénomènes de transport par diffusion et convection, et donner les lois et les équations de base qui les régissent.

2. Etat final d'un système réactif. Rappel du calcul de l'équilibre chimique :

Le calcul de l'équilibre chimique d'un mélange est une affaire de thermodynamique seulement qui résulte directement de minimisation du potentiel chimique du mélange. Pour des gaz parfaits en mélange parfait, on peut aussi écrire les équations à satisfaire à l'équilibre chimique sous forme de « lois d'action des masses », pour un certain nombre de réaction de bilan; puisque les mécanismes chimiques mis en jeu n'importent pas, ces réactions sont fictives et non réelles.

Considérons en effet une masse unité d'un mélange quelconque d'un certain nombre de corps en certaines proportions, dont on veut connaître l'équilibre chimique à des valeurs données de la température et de la pression. La nature exacte de ces corps n'est pas importante. Puisque d'autres corps peuvent apparaître par réaction chimique et se trouver ainsi présents à l'équilibre ; par contre, ce qui est primordial est la composition du mélange en éléments de base. Nous noterons n_e le nombre de moles équivalent de l'élément e dans le mélange, par unité de masse, sous quelque forme qu'il puisse être.

A l'état d'équilibre, en principe, tous les corps possibles existent, mais certains corps sont en proportion tellement infime qu'il n'est pas nécessaire d'envisager leur présence. Nous devons donc choisir en premier lieu, avant tout calcul, quels sont les corps à considérer; bien sûr, cela demande un peu de « métier », mais on peut essayer plusieurs possibilités, en augmentant le nombre de corps considérés, et obtenir plusieurs approximations de la réalité : par exemple, pour un mélange contenant les éléments H, O, on peut considérer d'abord H_2 , O_2 , H_2O , pour un

première approximation puis ajouter O, H, OH, pour une seconde, puis HO₂ et H₂O₂, puis O₃... (on même peut considérer des ions et des électrons...)

Supposons qu'on ait sélectionné N corps ; N étant supérieur au nombre Ne d'élément impliqués, les nombre de mole par unité de masse cherchés, à l'équilibre, de ces corps, seront notés n_j , $j=1\dots N$. Si $a_{j,e}$ est le nombre d'éléments e dans la formule chimique du corps, les n_j vérifient de toute façon les bilans de masse de chaque élément :

$$\sum a_{j,e} n_j = n'_e \quad (\text{II-1})$$

Quel que soit e

Un tel calcul permet de trouver tous les n_j en fonction de T, p et des n'_e , dans le cadre d'une certaine approximation qui ne considère que la présence de certain corps.

Par exemple, si nous considérons simplement un mélange d'oxygène et d'oxygène atomique, le nombre d'atomes de O, sous forme que ce soit, est une constante pendant tout processus réactionnel.

Si on l'appelle $n_{O'}$, on a pendant ce processus:

$$n_{O'} = 2n_{O_2} - n_{O'} \quad (\text{II.2})$$

Où n_{O_2} et $n_{O'}$ sont les nombres de mole d'oxygène moléculaire et d'oxygène atomique dans le mélange par unité de masse. Pour calculer la combustion à l'équilibre, $n_{O'}$ doit être connu.

Puisque l'équilibre se fait entre deux espèces mettant en jeu un seul type d'élément chimique, il suffit alors d'écrire une seule loi d'action des masses. Pour calculer la composition à l'équilibre, $n_{O'}$ doit être connu.

On peut choisir celle qui correspond à la réaction fictive suivante:



Qui permet d'écrire :

$$k_p(T) = \frac{(p_o)^2}{p_{o_2}} \quad (\text{II-3})$$

Où p_i est la pression partielle de l'espèce i dans le mélange, supposé parfait et en équilibre thermique, comme on a :

$$p_o = p \frac{n_o}{n_o + n_{o_2}} \quad \text{Et} \quad p_{o_2} = p \frac{n_{o_2}}{n_o + n_{o_2}} \quad (\text{II-4})$$

Et que, d'après (II.2), $n_{o_2} = (n'_{o_2} - n_o)/2$, on aboutit à:

$$n_o^2 \left(1 + \frac{4p}{k_p(T)} \right) - n_o'^2 = 0 \quad (\text{II-5})$$

$$n_o = n_o' \sqrt{1 + \frac{4p}{k_p(T)}} \quad (\text{II-6})$$

Si on avait envisagé la représentation de suffisamment d'ozone dans le mélange il aurait fallu écrire à la place de (I.1) :

$$n_o' = 2n_{o_2} - 3n_{o_3} - n_o \quad (\text{II-7})$$

Et il aurait fallu rajouter une loi d'action des masses pour calculer l'inconnue supplémentaire n_{O_3} .

Par exemple, $O_3 \longrightarrow 3O$ conduit à:

$$k_{p,O_3}(T) = \frac{(p_{O_2})^3}{p_o^3} \quad (\text{II-8})$$

Il faut maintenant exprimer les pressions partielles de O , O_2 , O_3 en fonction des nombres de moles de ces espèces et de la pression totale, en remplacement de (1.3), sans oublier de tenir compte de O_3 dans le nombre total des moles. Si l'on élimine encore n_{O_2} à partir de (I.7), on obtient deux équations pour les deux inconnues n_{O_3} et n_O .

L'équation (I.4) donne :

$$k_p(T) = p \frac{2n_o^2}{(n'_o - n_o - 3n_{o_3}) + \left(\frac{n_{o_3} + n_o + (n'_o - n_o - 3n_{o_3})}{2} \right)} \quad (\text{II-9})$$

Et (1.8) donne :

$$k_{p,O_3}(T) = p \frac{n_o^3}{n_{o_3} \left(\frac{n_{o_3} + n_o + (n'_o - n_o - 3n_{o_3})}{2} \right)^2} \quad (\text{II-10})$$

Le rapport de ces deux équations peut s'écrire :

$$\frac{k_{p,O_3}}{k_p} = \frac{n_o (n'_o - n_o - 3n_{o_3})}{2n_{o_3} \left(\frac{n_{o_3} + n_o + (n'_o - n_o - 3n_{o_3})}{2} \right)} \quad (\text{II-11})$$

La résolution du système (II.9) (II.11) n'est pas facile analytiquement, car il n'est pas linéaire. Par exemple, si on tire n_{O_3} en fonction de (II.9) il y a des racines possibles. Lorsqu'on reporte l'une de ces racines dans (II.11) ; on a encore deux racines possible pour n_{O_2} . L'une des quatre racines est telle que tous les nombres de moles sont positifs, et c'est la bonne, mais il est difficile de savoir a priori la quelle...

Il existe des méthodes numériques d'optimisation qui permettent de trouver par approximation, dans l'espace des variables non contrainte, les valeurs de celle-ci donnant ce maximum, et c'est de cette façon que fonctionnent les programmes généraux de calcul d'équilibre chimique. Pour des cas particuliers, on peut trouver aussi des tables de la composition à l'équilibre de certains mélanges, fonction de la température et de la pression.

3. La diffusion moléculaire de masse, d'énergie et de mouvement

3.1. Une description de la diffusion moléculaire

La diffusion moléculaire de masse d'une espèce dans une autre représente simplement le fait expérimental suivant : si l'on dispose dans un réservoir, à l'instant initial, par exemple dans sa moitié gauche de l'oxygène et dans sa moitié droite de l'azote, les deux constituants vont progressivement, au fur et à mesure que le temps passe, « diffuser » l'un dans l'autre, pour donner un mélange homogène en tous les points du réservoir au bout d'un temps infini.

$$J_i = k \Delta x \frac{\partial Y_i}{\partial x} \quad (\text{II-12})$$

3.2. La conduction de chaleur

La conduction de chaleur est un autre processus de diffusion moléculaire, manifestation du mouvement désordonné des molécules d'un fluide (gaz ou même liquide). En effet l'énergie cinétique de l'agitation des molécules, tant en ce qui concerne les mouvements désordonnés, qui conduisent eux-mêmes à la diffusion de masse, qu'en ce qui concerne les mouvements intramoléculaires: l'énergie cinétique de rotation, celle de vibration (pour une molécule à plus atome) et celle de déformation du nuage électronique qui entoure le ou les noyaux. On comprend donc que, dès que les molécules se déplacent, elles emportent de l'énergie interne avec elles, qu'elles peuvent céder aux molécules voisines à la suite de chocs, et qui donc, progressivement, se répartit dans tout le milieu.

$$\overline{J}_q = -\lambda \overline{\text{grad}T}$$

(II-13)

3.3. La diffusion de quantité de mouvement

La diffusion de la quantité de mouvement par les mouvements des molécules d'un fluide se fait même titre que celle de la masse ou l'énergie, et ne peut être négligée si les deux premières ne le sont pas; son étude est plus complexe que celle de diffusion de masse ou d'énergie, car la quantité de mouvement est un vecteur.

Le flux de diffusion de quantité de mouvement dans un milieu gazeux immobile en moyenne n'est autre que la pression. On le montre en thermodynamique statistique. Lorsque le milieu est en mouvement, ce flux de diffusion comprend aussi ce qu'on appelle le « frottement ».

$$J_{v,x} = P - \mu \frac{\partial v}{\partial y} \quad (\text{II-14})$$

4. Notions sur les flammes

4.1. Introduction

Dans les brûleurs, les flammes turbulentes qui s'y propagent peuvent être classées en deux grandes familles :

- Flamme prémélangée où le combustible et le comburant sont intimement mélangés.
- Flamme non prémélangée où le combustible et le comburant sont amenés séparément dans la flamme et qui fera l'objet du présent mémoire.

Dans ce chapitre nous allons nous attarder sur la structure des flammes de prémélange et de diffusion, en faisant appel aux diagrammes dans lesquels peuvent être répertoriés les différents régimes de flamme et à la fin de ce chapitre, nous citerons les modèles de combustion les plus utilisés pour la description des flammes turbulentes dans le domaine de la chimie infiniment rapide.

Il s'agit deux types de combustions :

4.2. Combustion laminaire

On considère les flammes en milieu laminaire, c'est à dire en milieu où les échanges par diffusion turbulente sont pratiquement inexistantes. Si les flammes laminaires semblent n'intervenir que dans quelques applications plutôt simples (bougies et flamme de briquet) la

compréhension de la structure de ces flammes est, cependant, fondamentale pour la description et la modélisation de nombreuses situations industrielles. Notre attention sera focalisée principalement sur les flammes non prémélangées considérées dans le présent mémoire.

4.2.1. Flamme laminaire prémélangée

Le combustible et le comburant sont mélangés à l'avance, la propagation de la flamme est le résultat d'une opération composée de deux phénomènes :

*Un préchauffage qui se fait sur une épaisseur δ_p où les réactions chimiques sont inexistantes et où les phénomènes convectifs et diffusion de masse et de chaleur sont prépondérants.

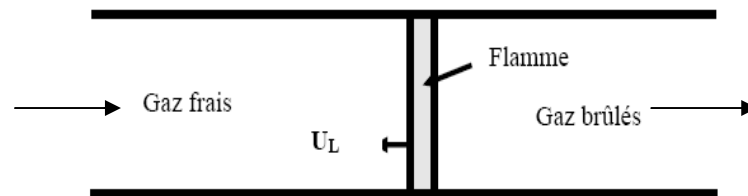


Figure (II-1) : propagation d'une flamme laminaire prémélangée.

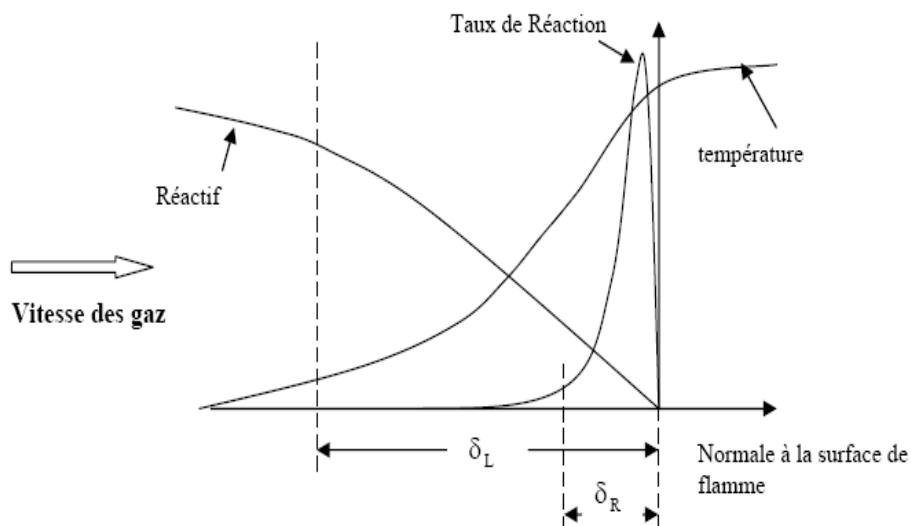


Figure (II-2): Profil d'une flamme laminaire prémélangée

Arrivant à un certain niveau de température, les gaz réagissent en dégageant de la chaleur, c'est la zone de réaction qui se déroule sur une épaisseur δr . Cet échauffement se fait sur une épaisseur δL qu'on appelle épaisseur de la flamme laminaire et qui peut être assimilée à la distance parcourue par la chaleur libérée par réaction pendant le temps τ_c que dure cette réaction. Ainsi, en faisant intervenir le coefficient de diffusion thermique D .

L'épaisseur de la flamme s'exprime sous la forme:

$$\delta_L \approx (D \tau_c)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-15})$$

Ces zones se déplacent dans le milieu à une vitesse de propagation perpendiculaire au front de flamme que l'on appelle vitesse de flamme laminaire et que l'on note u_L . Cette vitesse dépend de différents paramètres (nature des réactifs, richesse des mélanges et température des gaz frais) est de l'ordre de 0.1 à 1 m/s [9].

Le raisonnement précédent nous montre que le front de flamme progresse de δL pendant le temps τ_c , u_L peut être définie par la relation

$$u_L \approx \frac{\delta_L}{\tau_c} \approx \left(\frac{d}{\tau_c} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-16})$$

4.2.2. Flamme laminaire non prémélangée [9]

La caractéristique principale dite de diffusion qui consiste à présenter une zone de réaction séparant les réactifs, combustible et oxydant. Les profils des fractions massiques et de température sont présentés sur la figure (II.3).

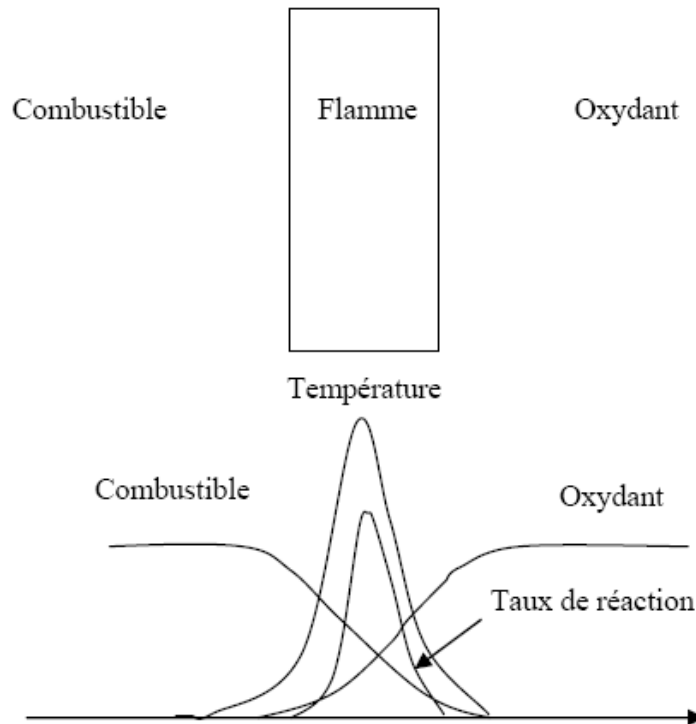
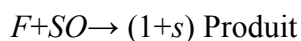


Figure (II.3): Structure d'une flamme laminaire non prémélangée.

Comme les flammes de prémélange, les flammes de diffusion se développent grâce au concours des phénomènes de réaction ainsi que des phénomènes de diffusion de chaleur et de masse qui se produisent de part et d'autre de la zone réactive. Les phénomènes de convection jouent cependant un rôle plus important en amenant les réactifs et en emportant les produits de façon plus efficace que la seule diffusion. Pour que la flamme reste laminaire, il faut que les vitesses d'écoulement ne soient pas trop grandes.

Le taux de réaction de ce type de flamme est principalement contrôlé par la diffusion moléculaire qui gouverne l'apport des réactifs vers les flammes.

Considérons la réaction chimique entre le combustible F et l'oxydant O



Où S désigne le coefficient stoechiométrique massique.

En termes de fraction massique cette réaction devient :



Où (Y_F, Y_O, Y_P) sont les fractions massiques combustible, oxydant et produit et les ν_i sont les coefficients stoechiométriques molaires de la réaction.

Les équations de transport des fractions massiques et de la température sont :

$$\rho \frac{\partial Y_F}{\partial t} = -\rho \vec{u} \cdot \nabla Y_F + \nabla \cdot (\rho D_F \nabla Y_F) + \dot{\omega}_F \quad (\text{II-17})$$

$$\rho \frac{\partial Y_O}{\partial t} = -\rho \vec{u} \cdot \nabla Y_O + \nabla \cdot (\rho D_O \nabla Y_O) + \dot{\omega}_O \quad (\text{II-18})$$

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} = -\rho \vec{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \left(\frac{K}{C_p} \nabla T \right) + \dot{\omega}_F \left(\frac{Q}{C_p} \right) \quad (\text{II-19})$$

Où la diffusion moléculaire des espèces est décrite par la loi de Fick. $\dot{\omega}_F$ Et $\dot{\omega}_O$ désignent les taux de réaction du combustible F et du comburant O .

Q est la quantité de chaleur libérée par la combustion d'une unité de masse de combustible.

Une nouvelle grandeur Z nommée variable de Schwab-Zeldovich est définie par :

$$Z = \frac{\phi \left(\frac{Y_F}{Y_{F,0}} \right) - \left(\frac{Y_O}{Y_{O,0}} \right) + 1}{\phi + 1} \quad (\text{II-20})$$

Où $Y_{F,0}$ est la fraction massique du combustible dans l'écoulement (cette fraction massique peut être inférieure à l'unité si le combustible est dilué) et $Y_{O,0}$ est la fraction massique d'oxydant dans l'écoulement de comburant (typiquement, dans l'air $Y_{O,0} \approx 0.23$). ϕ Est le rapport d'équivalence de la réaction, défini par :

$$\phi = s \frac{Y_{F,0}}{Y_{O,0}} \quad (\text{II-21})$$

Avec

$$s = \left(\frac{V_O W_O}{V_F W_F} \right) \quad (\text{II-22})$$

Où W_i est la masse molaire de l'espèce i .

En supposant que les diffusivités massiques du combustible et de l'oxydant sont identiques, c'est à dire que $D_F=D_O=D$, la variable de Schwab-Zeldovich Z donnée par l'équation (II-20) est un scalaire passif qui suit une équation de convection-diffusion sans terme source :

$$\frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i Z}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial Z}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II-21})$$

Ce scalaire passif a des propriétés très intéressantes :

- $Z=1$ dans l'écoulement de combustible.
- $Z=0$ dans l'écoulement de comburant.
- $Z(x, t)$ représente le degré du mélange de combustible et oxydant.

Sous l'hypothèse d'une chimie infiniment rapide (c'est à dire que le combustible et l'oxydant ne peuvent coexister sans réagir), le front de flamme est défini par la relation $Y_F=Y_O=0$ et correspond donc à l'iso surface

$$Z = Z_{st} = \frac{1}{(\phi+1)} \quad (\text{II-22})$$

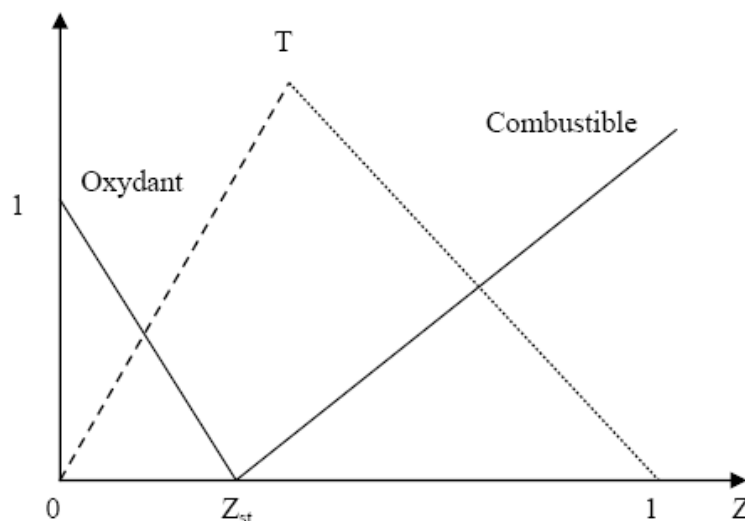


Figure (II.4) : Fractions massiques réduites du combustible F , $Y_F/Y_{F,0}$, et d'oxydant O , $Y_O/Y_{O,0}$, en fonction du scalaire passif Z dans le cas d'une cinétique chimique infiniment rapide (solution de Burke et Schumann).

On peut réécrire les équations des fractions massiques et de la température dans un nouveau système, où elles sont exprimées en fonction de la fraction de mélange uniquement.

En supposant que les effets instationnaires sont négligeables: $Y_i = Y_i(Z, \chi)$ et $T = T(Z, \chi)$

Sont alors solutions des équations :

$$\chi \frac{\partial^2 T_i}{\partial Z^2} + \dot{\omega}_i = 0 \quad (\text{II-23})$$

$$\chi \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} + \dot{\omega}_T = 0 \quad (\text{II-24})$$

$$\chi = 2\Delta(\nabla Z)^2 \quad (\text{II-25})$$

Où : χ est la dissipation scalaire de Z

Remarque : Dans le cas d'une réaction chimique infiniment rapide (hypothèse de Burke et Schumann), le taux de réaction ω_i est nul en dehors de la zone de réaction définie par $Z = Z_{st}$.

Dans ce cas les fractions massiques et la température sont alors des fonctions affines par morceaux voir figure (II-4).

4.3. Combustion Turbulente

Dans un foyer, l'écoulement est turbulent, c'est-à-dire que la vitesse des gaz, mesurée en un point, fluctue continuellement de façon apparemment aléatoire, même en régime parfaitement établi; cela est vrai aussi pour la température et toute autre caractéristique du milieu. Cette turbulence est due à une forte vitesse de l'écoulement entrant ; elle s'est développée dans le canal amont à cause des gradients de vitesse aux parois et à partir d'obstacles tels que les injecteurs. Le taux de dégagement de chaleur et la structure de la flamme, selon des temps caractéristiques, qui sont souvent le temps de la réaction chimique τ_c et le temps de fluctuation de l'écoulement τ_t .

4.3.1. Diagrammes de combustion turbulente

4.3.1.1. Combustion turbulente prémélangée [10]

La classification des régimes de combustion turbulente des flammes de prémélange remonte à Damköhler (1947) [11] qui adopta l'idée qu'une turbulence à grande échelle ne fait que plisser la flamme laminaire sans modification significative de sa structure interne; alors qu'une turbulence à petite échelle affecte les processus de transfert dans la structure interne de la flamme laminaire. D'après Damköhler [11], les frontières des régimes de combustion

turbulente sont identifiables à l'aide, par exemple, de comparaisons entre les échelles spatiales de la turbulence et l'épaisseur de la flamme laminaire.

Pour que notre discussion de la structure des flammes turbulentes de prémélange soit claire, nous commencerons par définir les différents paramètres utilisés à cet effet. L'énergie cinétique de la turbulence k , et l'échelle intégrale spatiale de la turbulence l_t , qui caractérise toutes les deux l'état de la turbulence dans les gaz frais, nous donne un nombre de Reynolds turbulent

$$\text{Re}_{l_t} = \left(K^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{l_t}{\nu} \right) \quad (\text{II-26})$$

Où ν est la viscosité cinématique.

L'échelle intégrale temporelle τ_t , correspond au temps caractéristique des gros tourbillons est estimé par $\tau_t = l_t / k^{1/2}$. L'échelle spatiale de Kolmogorov, représentative de la dimension caractéristique des plus petites structures turbulentes, est estimée par

$\eta_k = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}$ et l'échelle temporelle correspondante par $\tau_k = (\nu / \varepsilon)^{1/2}$, où $\varepsilon = (k^{3/2} / l_t)$ représente le taux de dissipation de la turbulence (Tennkes et Lumiey, 1983) [12].

L'épaisseur et la vitesse de propagation de la flamme dans un écoulement laminaire sont respectivement : δ_L (l'épaisseur de Zeldovich) [13] et u_L , elles sont liées par $u_L = (Hd / \delta_L)$, où d est la diffusivité thermique et H est une constante. Ces paramètres sont utilisés pour déterminer le temps chimique global $\tau_c = \delta_L / u_L$ et la valeur du critère de Klimov-Williams qui peut être évaluée comme étant égal à τ_c / τ_k ainsi que le nombre de Damköhler $Da = \tau_t / \tau_c$.

A partir de ces paramètres, plusieurs types de classifications des régimes de combustion turbulente des flammes de prémélange peuvent être envisagés.

La classification la plus générale est celle de Barré (1974) [14] reprise et développée par Borghi (1984) et Peters (1988) [14] et qui fait apparaître les différents régimes dans le plan défini par

$k^{1/2} / u_L$ et l_t / δ_L voir figure (II.5). Elle permet de distinguer les régimes suivants :

Régime I : Dans ce régime, on a $\text{Re}_{l_t} < 1$ et l'on se situe dans le cas où les fluctuations turbulentes sont très petites devant la vitesse de propagation laminaire de la flamme ($u_L \gg k^{1/2}$). Par conséquent la turbulence ne produit aucun effet sur la flamme qui reste laminaire.

Régime II : Ce régime est limité par $Re_{lt} = 1$ et par $\tau_c = \tau_k$ c'est à dire $K-W = 1$. A l'intérieur de ces limites on peut distinguer deux sous-régimes. Le premier est limité par $k^{1/2} < u_L$; le front de flamme laminaire y subit les contraintes de la turbulence dont l'échelle spatiale de Kolmogorov η_k est très grande devant δ_L . Pour un rapport $k^{1/2}/u_L < 1$, le front de flamme est seulement déformé sans être déchiré; c'est le régime des flammes laminaires plissées. Par contre, lorsque $k^{1/2}$ augmente, le rapport $k^{1/2}/u_L$, devient supérieur à l'unité et les plissements ont tendance à se déformer de plus en plus. Dans ce régime, appelé régime des fronts de flamme corrugués, la condition $Re_{lt} > Da \gg 1$ est vérifiée.

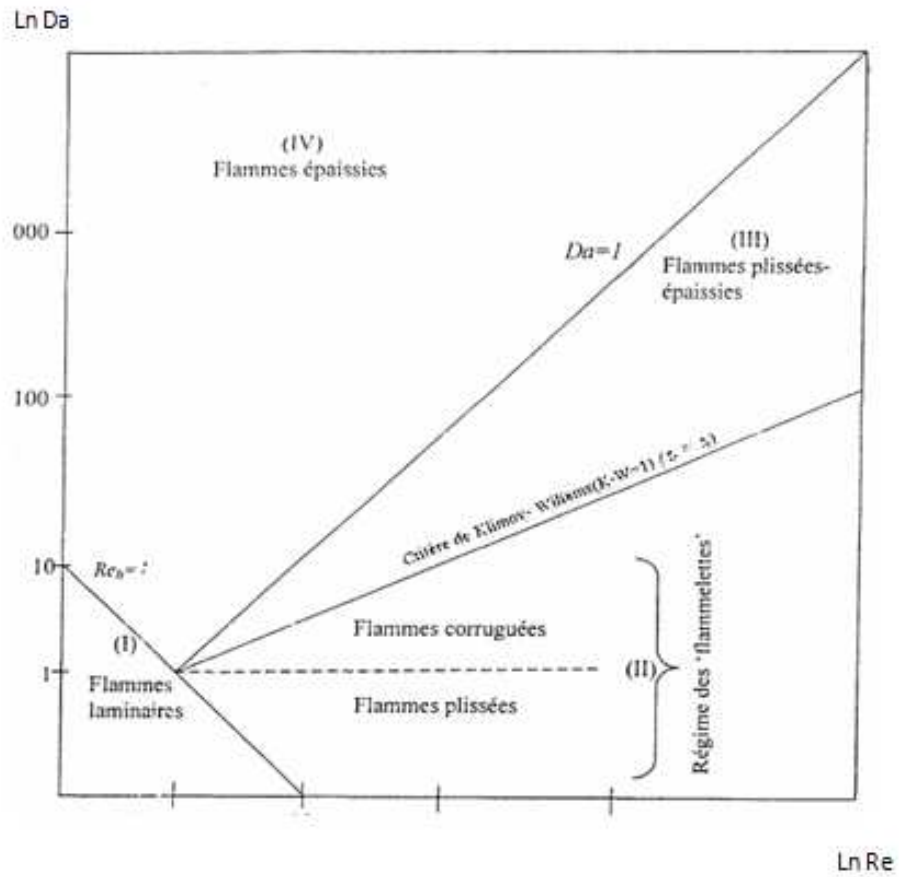
L'ensemble de ces deux régimes est aujourd'hui communément appelé :

Régime des « flammelettes » figure (II.6a).

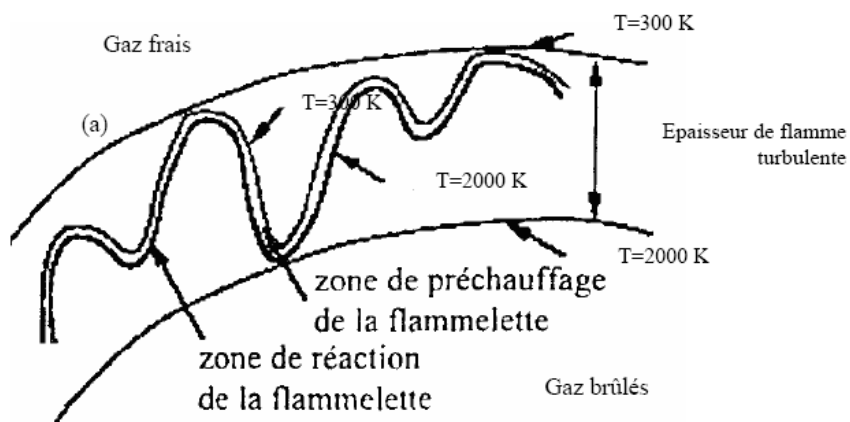
Régime III : Ce régime est limité par la droite $K-W = 1$ ($\tau_c = \tau_k$) et par la droite $Da = 1$ ($\tau_c = \tau_k$). L'échelle de Kolmogorov η_k est donc petite devant l'épaisseur de la flamme laminaire δ_L et $\tau_k = \tau_c$. Dans ce cas les contraintes dues aux petites structures de la turbulence peuvent influencer la structure interne du front de flamme instantané et donner lieu à son étirement qui peut modifier son épaisseur et sa vitesse de propagation laminaire. Ce régime est appelé : le régime des " flammes plissées-épaissies" et est représenté sur la figure (II. 6b).

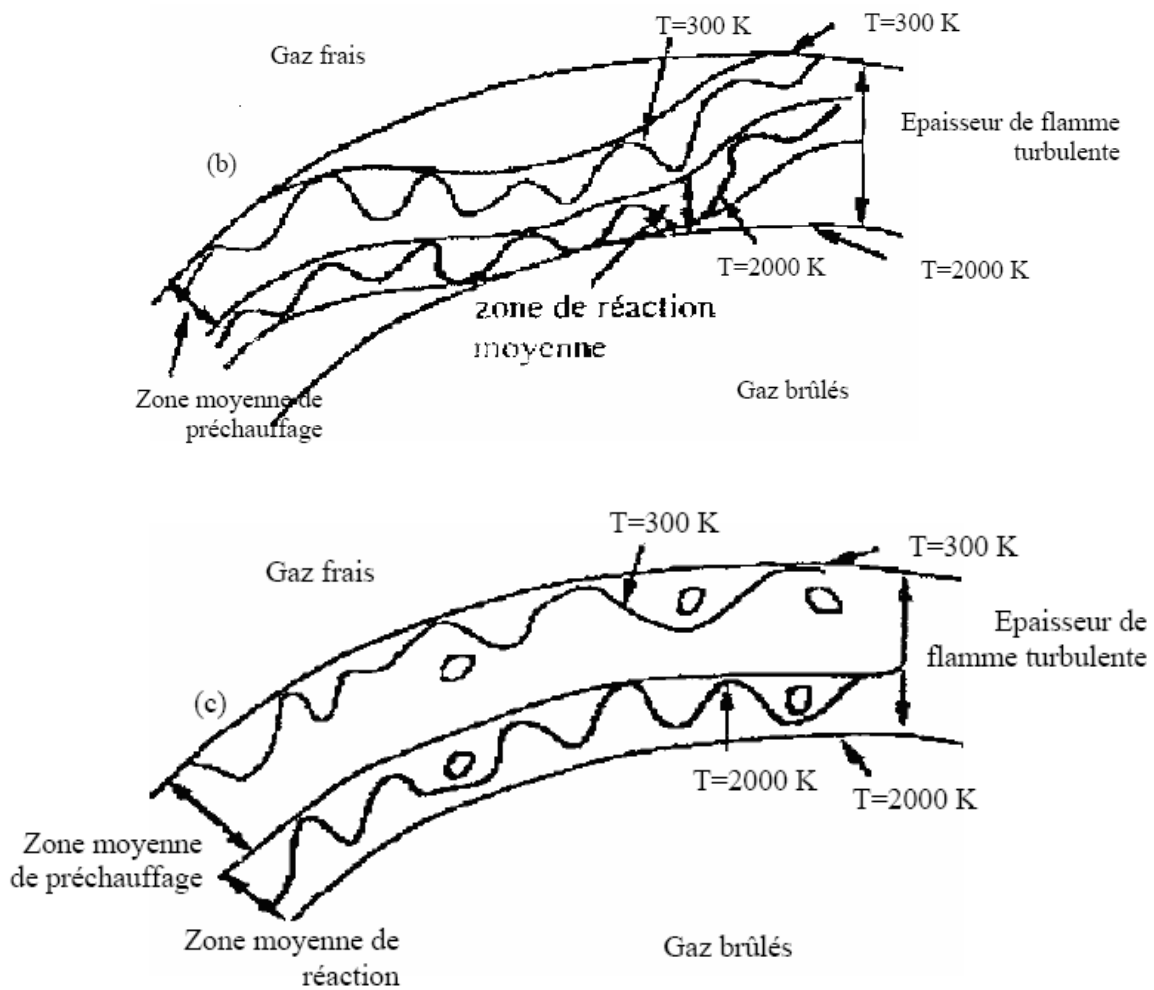
Régime IV : Ce régime est l'extension du régime précédent dans le sens où la réaction est encore plus distribuée dans l'espace. Il se caractérise par un nombre de Damköhler inférieur à

1. Dans ce régime, aucune ondulation ou plissement de la flamme ne peut exister, et il est préférable de parler de "zone de réaction" que de flamme avec une épaisseur définie. Ce régime est appelé : le régime des " flammes épaissies" et est représenté sur la figure (II.6.c).



Figure(II. 5) : Diagramme des régimes de la combustion turbulente prémélangée [15].





Figure(II.6) : Régimes de combustion turbulente prémélangée identifiés par Borghi et Destriau (1995).

(a) *flamme mince plissée (flammelette).*

(b) *flamme plissée-épaissie*

(c) *flamme épaissie*

4.3.1.2. Combustion turbulente non- prémélangée [16]

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que deux nombres sans dimensions (un rapport de vitesse et un rapport de longueur) sont suffisants pour caractériser un régime de combustion turbulente pour les flammes prémélangées. Le problème est plus délicat pour les flammes non-prémélangées, essentiellement parce qu'il est difficile de définir une échelle de longueur pour ces flammes.

On peut résumer les classifications pour la combustion turbulente non-prémélangée disponibles dans la littérature en deux groupes : celles qui utilisent les paramètres (Reynolds,

Darrköhler), (Libby et Williams 1994) et celles travaillant avec le couple (Fluctuations, fraction de mélange, Damköhler), (Bray et Peters, 1994). Nous proposons ici une classification (Reynolds, Damköhler).

- Lorsque la turbulence n'est pas trop forte, la structure de la flamme de diffusion est celle d'une flamme plissée, elle est alors constituée d'une longue flammelette continuellement plissée, étirée et comprimée alternativement par les mouvements turbulents figure (II.8.a)

- Lorsque la turbulence devient assez forte, deux phénomènes peuvent se produire :

- D'une part la turbulence peut étirer la flammelette de telle façon que celle-ci s'éteigne à l'endroit où elle est suffisamment étirée d'où on rencontre plusieurs flammelette séparée par la zone de d'extinction et celle-ci apparaît lorsque

$T_c / \tau_k > 1$ figure (II.8.b).

- D'autre part, une turbulence trop forte va provoquer aussi des interactions entre deux portions de flammelette. Les grandes échelles feront interagir deux portions assez éloignées et cela formera des boucles de flammelette figure (II.8.b).

- Les petites échelles spatiales proches de l'épaisseur de la flammelette entraîneront un épaissement local de celle-ci. La zone de réaction referme sur elle-même figure (II.8.c) les petites échelles de taille η sont semblables à l'épaisseur de la flammelette de diffusion.

- Lorsque ces interactions deviennent trop nombreuses, on ne peut plus considérer la flamme comme composée d'une ou de plusieurs flammelettes plissées; ces dernières sont modifiées par la turbulence et l'estimation proposée est telle que l'épaisseur de la zone de réaction est inférieure à l'échelle de kolmogorove.

Le diagramme de la figure (II.8) montre les différents domaines de flammes de diffusion :

- $Ret = 1$: on ne s'intéresse qu'au domaine vraiment turbulent pour lequel $Ret > 1$.

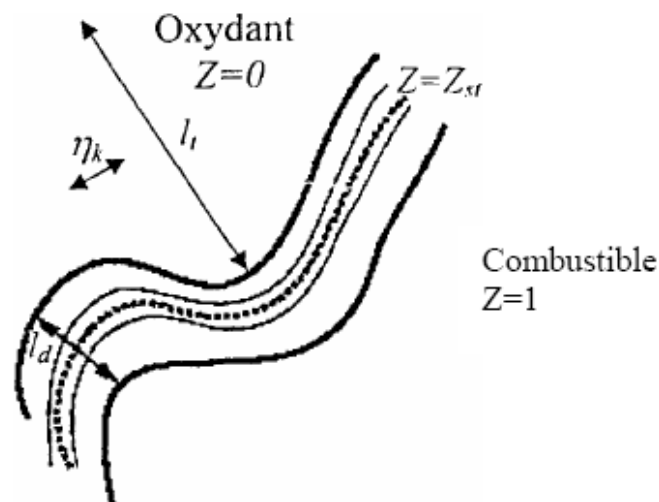
On a tracé aussi $Ret^* = (Z'^2) / (\Delta Z)^{4r}$, qui limite le domaine des flammelettes.

- $Ret > 1$: est le domaine des flammelettes à extinction locales,

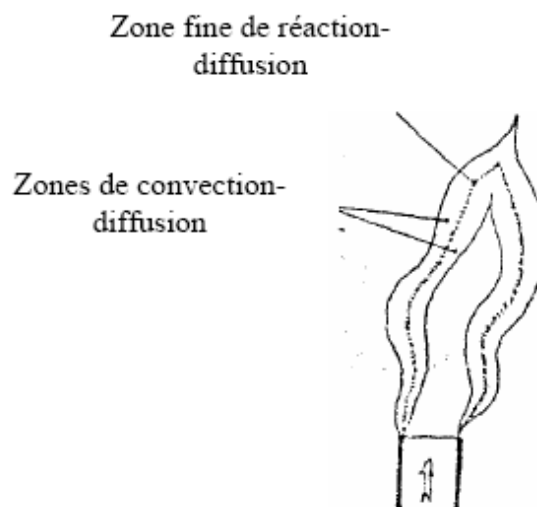
- $Ret > Ret^*$: est le domaine où il n'est plus possible de distinguer des flammelettes au sens propre du terme, c'est-à-dire qui ne soient pas modifiées intérieurement par la turbulence. Si $\tau_k < \tau_c$ avec extinction et $\tau_k > \tau_c$ sans extinctions.

- $\tau_c \gg \tau_t$ si l'on considère maintenant le domaine où la petitesse de τ_t implique que les fluctuations turbulentes de concentration et température, dans la flamme sont très petites. Elles ont eu le temps de se dissiper avant qu'aucun phénomène chimique notable ne se

produise (bien sur, cela n'implique pas que les fluctuations de vitesse soient faibles, puisqu'elles sont constamment renouvelées, par hypothèse). Si de plus Ret est élevé, la diffusion est assurée de façon très efficace puisque le coefficient effectif de diffusion turbulente est justement, par définition, proportionnelle à $Ret v$. On est alors en présence d'une flamme turbulente qu'on pourrait appelé pseudo-laminaire. Les fluctuations turbulentes sont très fortes mais à très petite échelle ($l_t = k^{-1/2} \tau t$ peut être petit même si $k \tau t$ est grand) et elles produisent une flamme de diffusion qui ne fluctue presque pas, avec de larges zones de diffusion-convection qui entourent une zone de réaction, comme dans la situation d'une flamme laminaire usuelle.



Figure(II.7) : Echelle pour une flamme turbulente non- prémélangée [17]



Figure(II.8.a) : Flamme de diffusion faiblement turbulente

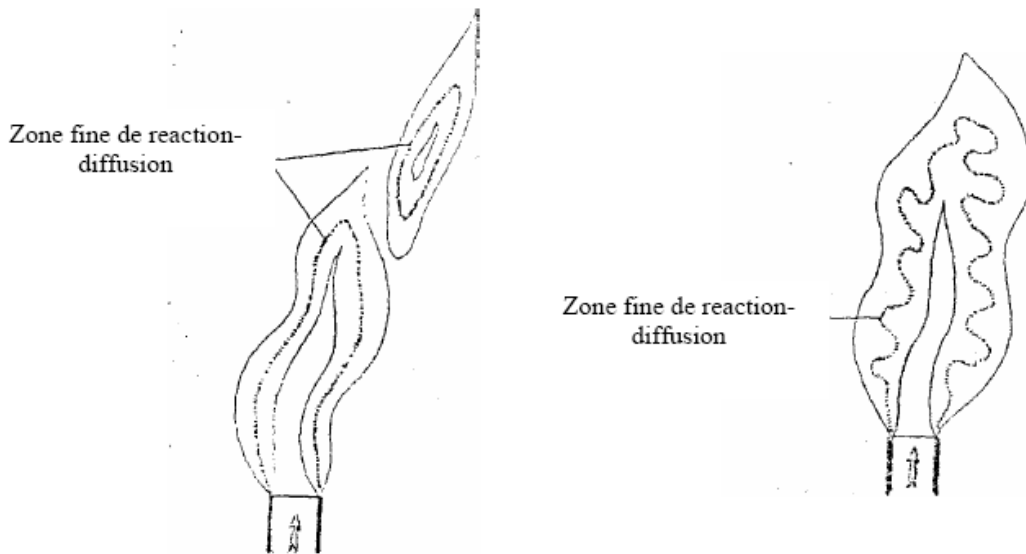
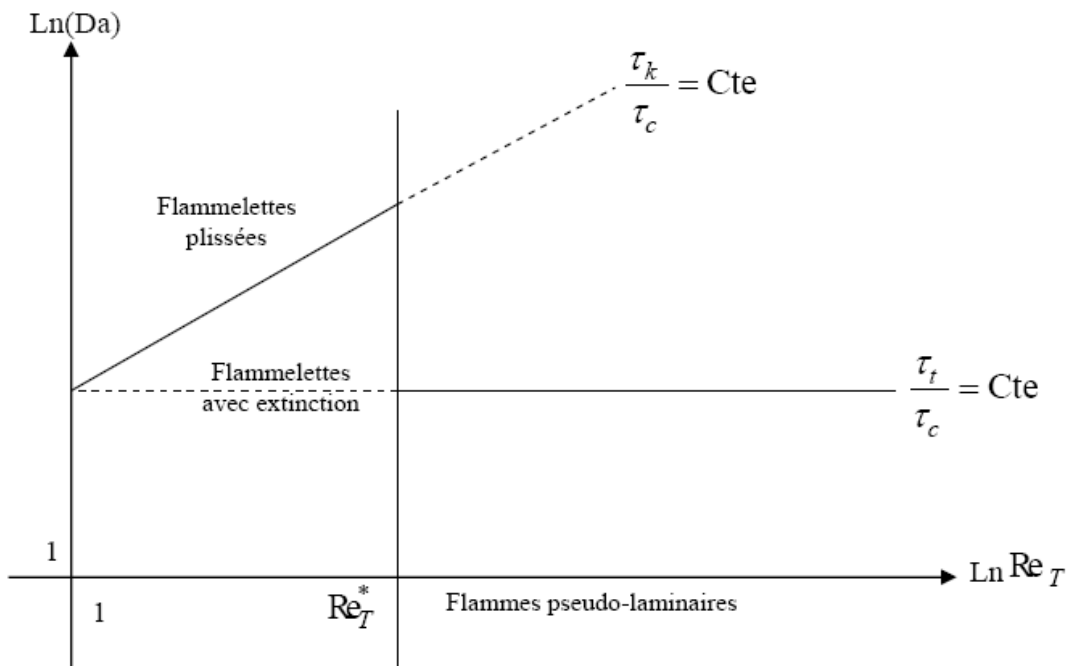


Figure (II.8.b) : interaction à grande échelle de « flammelettes » Figure(II.8.c) : interaction à petite échelle



Figure(II.9) : Classification des différents types de flammes de diffusion turbulentes, dans le plan : nombre de Damköhler - nombre de Reynolds.

5.1. Stabilité de flamme en milieu non prémélangé

Une flamme de diffusion se stabilise aux lèvres du brûleur (figure III-10), si le brûleur est suffisamment bien profilé pour éviter la présence d'une zone de recirculation derrière les lèvres.

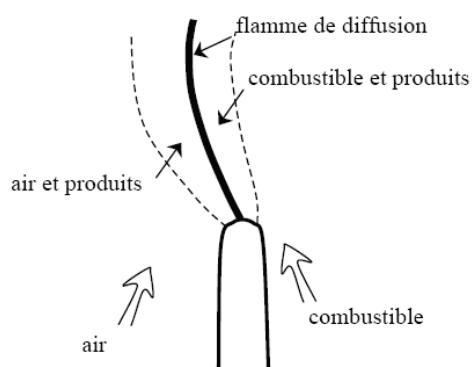


Figure (II.10) : stabilisation d'une flamme de la diffusion sur la lèvre d'un brûleur

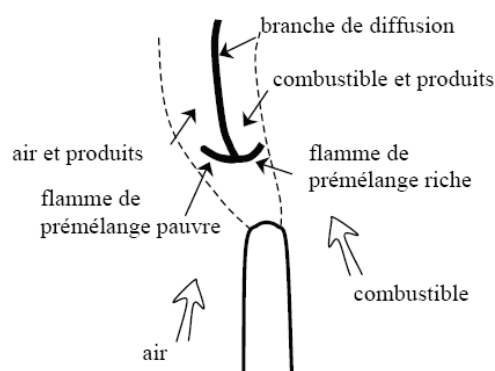


Figure (II.11) : stabilisation d'une flamme de la diffusion suspendue, formation d'une flamme triple

Lors de la rencontre des jets de comburant et de combustible, une zone de mélange se crée et les réactifs diffusent plus ou moins l'un dans l'autre. Au milieu de la zone de mélange, il existe une ligne le long de laquelle la proportion de comburant et de combustible correspond à la stoechiométrie et permet la réaction.

Dans certaines conditions de l'écoulement, il est possible d'obtenir une flamme qui se stabilise au dessus des lèvres du brûleur figure (II.11). La flamme est alors dite "suspendue".

Le comportement des flammes turbulentes suspendues dépend essentiellement de la vitesse du jet. L'évolution de la hauteur moyenne est quasi-linéaire en fonction de la vitesse de sortie des gaz, quelle que soit la nature du gaz (Kalghatgi, 1984) [18]. A partir d'une flamme de diffusion accrochée au brûleur, lorsque la vitesse d'éjection du combustible atteint une valeur critique ($U_0 > U_c$) la flamme se décolle naturellement du brûleur. Dans le cas d'une flamme

initialement suspendue, il faudra diminuer la vitesse à une valeur Uc' inférieure à Uc pour accrocher la flamme.

C'est le phénomène d'hystérésis. La transition de l'état accroché à l'état décollé a été décrite selon plusieurs mécanismes de décollage (Takahashi et al, 1990) [19]. Le premier mécanisme de décollement correspond à une rupture d'équilibre entre le jet d'air entraîné et la propagation de la flamme près des lèvres du brûleur. Un autre mécanisme d'instabilité est décrit comme une extinction partielle de la flamme qui peut alors soit se décoller directement, soit se scinder en deux parties. Dans ce dernier cas, la portion de flamme restant accrochée au brûleur s'éteint rapidement et une flamme suspendue est observée.

Une fois la flamme décollée et stabilisée au-dessus de l'injecteur, son aspect change de façon radicale. En effet, elle change notamment de couleur, elle devient essentiellement bleue en raison de l'émission de chimiluminescence des radicaux CH^* . Le mélange entre le combustible et l'oxydant est rendu plus efficace grâce aux fortes vitesses qui règnent dans le jet, et la production de suies tend à décroître. Cette configuration particulière de flamme suspendue pour laquelle coexiste des zones de combustion de prémélange et de diffusion, est souvent appelée flamme partiellement prémélangée ou flamme triple, sous certaines conditions.

5.2 Stabilisation des flammes de prémélange

En milieu prémélangé, on parle de stabilisation de flamme lorsque le flux de gaz frais prémélangé s'écoule dans une direction opposée à la propagation de l'onde de combustion et à une vitesse égale à la vitesse de propagation de la flamme (Glassman, 1987) [20]. La flamme devient alors stationnaire relativement au brûleur.

Dans le cas particulier d'un brûleur de type bec Bunsen Figure (II-10) on pourra dire que la flamme est maintenue stable si sa vitesse de propagation est équivalente à la vitesse de l'écoulement localement

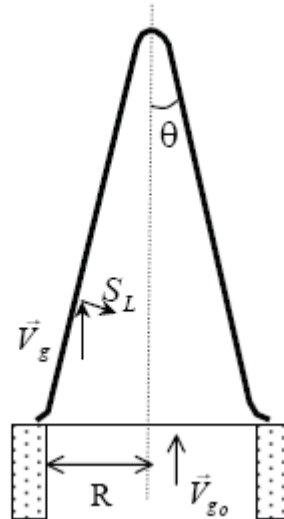


Figure (II-12) : Stabilisation d'une flamme sur un brûleur de type Bunsen

La flamme est considérée comme conique et fait un angle θ avec la vitesse V_g de l'écoulement de gaz frais. On a alors :

$$\sin \theta = \frac{S_L}{V_g}$$

Où S_L est la vitesse de propagation du front de flamme et V_g la vitesse de l'écoulement.

Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, l'angle formé par le cône diminue. La composante de la vitesse de l'écoulement normale au front de flamme reste ainsi égale à la vitesse de propagation.

Cette formulation simplifiée met en avant le fait que pour un mélange donné et pour une vitesse de l'écoulement fixée, l'angle θ est constant, ce qui donne à la flamme une forme conique.

Toutefois, la répartition de vitesse du mélange réactif V_g n'est pas uniforme à la sortie du brûleur. En effet la vitesse est nulle ou très faible près des parois et maximale sur l'axe. Par ailleurs, pour une même section de l'écoulement, la vitesse de propagation de la flamme S_L n'est pas constante. En effet, le brûleur agit comme un puits de chaleur et de radicaux diminuant ainsi la vitesse de propagation. En particulier, les lèvres du brûleur et la région proche de la sortie de l'écoulement fournissent les conditions propices à la position de stabilisation.

Dans la configuration d'un brûleur de type Bunsen, telle que présentée sur la figure (II-10), on considère un écoulement de type laminaire. Comme le montre la figure (II-11), il peut exister deux points (S_1 et S_2) pour lesquels la vitesse de l'écoulement V_g est égale à la vitesse de

flamme SL si la vitesse de l'écoulement n'est pas trop importante par rapport à la vitesse de flamme. Malgré cela, ces points de fonctionnement sont des points instables car entre ces deux positions, la vitesse de flamme excède la vitesse de l'écoulement, la flamme peut donc remonter l'écoulement. Ces deux points existent pour plusieurs sections droites de l'écoulement, mais c'est pour la section la plus proche du brûleur où les deux courbes sont tangentes au point S que la flamme se stabilise.

Si la vitesse du gaz au centre de l'écoulement $V_g(0)$ est trop grande, ou si la vitesse SL est trop faible, la stabilisation est impossible car les courbes V_g et SL ne peuvent pas se couper, la flamme disparaît, c'est le soufflage (ou "blow out" en anglais).

Au contraire, si la vitesse V_g est trop faible, le point de stabilisation S devient trop proche des parois du bec, la flamme remonte alors l'écoulement et rentre dans le tube d'injection, c'est le retour de flamme (ou "flashback" en anglais).

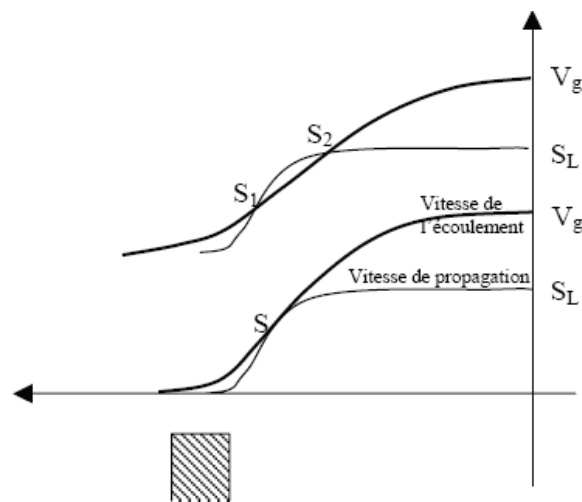


Figure (II-13) : Profil de vitesse de l'écoulement et de vitesse de flamme à la sortie d'un brûleur de type Bunsen

On peut représenter qualitativement dans le plan richesse - vitesse de l'écoulement, le diagramme de stabilité d'un brûleur de type bec Bunsen figure (II-12). On obtient alors le domaine d'existence d'une flamme sur ce type de brûleur. La combustion est stable pour un domaine compris entre deux courbes critiques : le soufflage et le retour de flamme.

Lorsque la richesse dépasse 1, une flamme de diffusion se forme autour de la flamme de prémélange et on ne peut plus parler de régime de combustion purement prémélangé

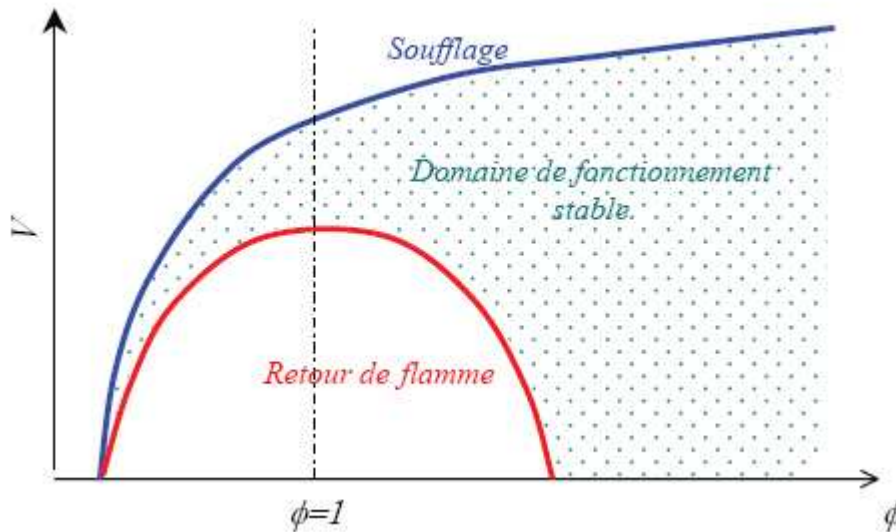


Figure (II-14): Représentation qualitative de la stabilité de la flamme sur un brûleur de type Bunsen dans le plan vitesse de sortie de l'écoulement-richesse du prémélange

L'augmentation de la vitesse avec la richesse est plus rapide pour la limite de soufflage que pour la limite de retour de flamme. Au-delà de la stoechiométrie, la vitesse limite de soufflage continue à croître tandis que la vitesse limite de retour de flamme décroît avec la richesse. Ce phénomène s'explique par le fait que le phénomène de décollement se produit dans l'air ambiant permettant la diffusion de l'air dans le prémélange de gaz et l'augmentation de la vitesse de flamme. Des expériences de décollement réalisées avec un écoulement annulaire extérieur d'azote ont montré que la vitesse limite de décollement présentait la même allure que la vitesse limite de retour de flamme en fonction de la richesse.

Ces remarques mettent en avant le fait que pour comprendre les mécanismes qui stabilisent une flamme, il est nécessaire de s'intéresser aux limites d'existence de ces mécanismes et donc aux limites de stabilité. L'étude des instabilités de combustion permet de comprendre les phénomènes physiques locaux qui sont responsables des limites de stabilité et donc de la déstabilisation d'une flamme.



Chapitre III
Formulations mathématiques

1. Les équations de bilan de l'aérothermochimie

Les phénomènes de diffusion dont nous avons parlé doivent maintenant être inclus dans des équations générales qui décrivent l'évolution d'un milieu à plusieurs espèces chimique, non isotherme, non isobare, en mouvement. Ces équations consistent simplement à faire le bilan de variation de chacune des variables qui nous intéressent dans un petit volume, fixé, du milieu. Pour le cas d'un écoulement dans un espace à trois dimension, il faut considérer les trois composantes de chaque flux : $j_{i\alpha}, j_{q\alpha}$, pour $\alpha=1,2,3$ et les 9 composantes de $\tau_{\alpha\beta}$ qui jouent sur les 3 composantes de la quantité de mouvement ρv_α pour $\alpha=1,2,3$ (ou ρv_β , $\beta=1,2,3$ suivant le cas). Les équations obtenues sont :

1.1.Equation continuité :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial \rho v_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0 \quad (\text{III-1})$$

1.2.Equation de quantité de mouvement :

Traduite par les équations de Navier-Stokes, elle exprime tout simplement la loi fondamentale de la dynamique appliquée à un fluide Newtonien. Les équations de quantité de mouvement écrites suivants x_i ($i=1, 2,3$) sont :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_\beta) + \varepsilon \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_\beta}(\rho v_\alpha v_\beta) = -\frac{\partial p}{\partial x_\beta} + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\tau_{\alpha\beta}) + F_\beta \quad (\text{III-2})$$

$$\beta = 1,2,3$$

1.3. Equation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho T) + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_\beta}(\rho v_\alpha T) = -\frac{\partial up}{\partial x_\beta} + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(u \tau_{\alpha\beta}) - K \frac{\partial T}{\partial x_\beta} + q_R \quad (\text{III-3})$$

1.4. Equation de fraction de masse :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\rho v_\alpha Y_i) = \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(-J_{i,\alpha}) + \rho w_i \quad (\text{III-4})$$

1.5.Equation d'état :

$$P = \rho \sum_i \frac{y_i}{M_i} RT \quad (\text{III-5})$$

2. Propriétés des moyennes :

Toute grandeur f peut être décomposée en $f = \bar{f} + f'$ avec, par construction, $\bar{f}' = 0$. Il est important de noter que la partie moyenne représente ce qui est raisonnablement calculable, ou

bien encore la partie déterministe, au contraire des fluctuations aléatoires ou incohérentes qui seront modélisées ou mesurées.

Pour deux variables aléatoires $f = f(x, t)$ et $g = g(x, t)$ et une constante α , on a les propriétés suivantes, souvent appelées règles de Reynolds:

$$\begin{aligned}\overline{f + g} &= \overline{f} + \overline{g} \\ \overline{\alpha f} &= \alpha \overline{f} \\ \overline{fg} &= \overline{f} \overline{g} \\ \frac{\partial \overline{f}}{\partial x_i} &= \overline{\frac{\partial f}{\partial x_i}} \\ \frac{\partial \overline{f}}{\partial t} &= \overline{\frac{\partial f}{\partial t}}\end{aligned}\tag{III-6}$$

On en déduit ainsi une règle pratique importante, et qui sera souvent utilisée dans la suite, concernant le produit de deux variables f et g :

$$\overline{f \cdot g} = \overline{f} \cdot \overline{g} + \overline{f' \cdot g'}\tag{III-7}$$

2.1. Equations moyennée (Equations de Reynolds) :

Pour un écoulement turbulent la vitesse et la pression ainsi que la température sont traitées comme des fonctions aléatoires de l'espace et du temps. On exprime ces paramètres par la somme d'une partie moyenne et une partie fluctuante, si bien que :

$$U_i(x, t) = \overline{U}_i(x) + u'_i(x, t)\tag{III-8}$$

$$P(x, t) = \overline{P}(x) + P'(x, t)\tag{III-9}$$

$$T(x, t) = \overline{T}(x) + T'(x, t)\tag{III-10}$$

On introduit la décomposition de Reynolds en grandeur moyenne et grandeur fluctuante pour la vitesse $U_i = \overline{U}_i + u'_i$, la pression $P = \overline{P} + P'$ et la température $T = \overline{T} + T'$. Compte tenue de cette décomposition qui permet de distinguer l'écoulement moyen de l'écoulement fluctuant, ce formalisme conduit, en prenant la moyenne de chaque équation, aux équation de Reynolds:

Equation de continuité :

$$\frac{\partial(\overline{U}_i + u'_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III-11})$$

Et par application de l'opérateur moyenne à l'équation précédente, on a:

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III-12})$$

Soit encore par soustraction,

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III-13})$$

Equations de mouvement :

Pour les équations de Navier-Stokes, nous avons:

$$\frac{\partial(\overline{U}_i + u'_i)}{\partial t} + (\overline{U}_j + u'_j) \frac{\partial(\overline{U}_i + u'_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\overline{P} + P')}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2(\overline{U}_i + u'_i)}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{III-14})$$

En simplifiant l'équation (III-14), on obtient :

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{III-15})$$

Ou bien :

$$\rho \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \rho \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{III-16})$$

Les équations (III-9) et (III-12) sont les équations de Reynolds et le terme $\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j}$ s'appelle le tenseur des contraintes de Reynolds.

Pour tenir compte de la turbulence dans l'étude du mouvement moyen, il faut ajouter aux contraintes associées aux vitesses moyennes, les contraintes τ_{ij} liées à l'agitation turbulente, contraintes de Reynolds (1895). Les équations de mouvement moyen ne sont plus fermées et pour caractériser le tenseur des contraintes turbulentes $\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j}$, il faudrait connaître en chaque point et à chaque instant les propriétés du mouvement d'agitation. C'est l'objet de nombreux travaux fondés sur des considérations statistiques, où $u'_i(\vec{x}, t)$ est considérée comme une fonction aléatoire de la position \vec{x} et du temps t .

2. Modèles de turbulence :

Les fluctuations de petites échelles dans le temps conduisent à l'adoption de méthodes particulières pour la résolution numérique des problèmes en mécanique des fluides.

La première des approches de modélisation est la méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations) ou la moyenne de Reynolds des équations de Navier-Stokes, où les différentes variables d'état instantanées peuvent être décomposées en une composante moyenne et une composante fluctuante. Les équations moyennées résultantes comportent de nouveaux termes qui traduisent la production des fluctuations des vitesses et constituent le transfert d'un mouvement convectif dû aux fluctuations de la vitesse. Ces nouveaux termes sont appelés les contraintes de Reynolds, $(-\overline{\rho u'_i u'_j})$.

Celles-ci posent un problème de fermeture des équations gouvernantes, dont la solution actuelle passe par des "modèles de turbulence" souvent semi-empiriques.

*Hypothèse de Boussinesq

Après qu'il fût établi expérimentalement que les contraintes turbulentes augmentaient avec l'augmentation du taux de déformation moyen des éléments du fluide, Boussinesq proposa une relation entre les contraintes de Reynolds et les taux de déformation, qui a été étendue par la suite

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho \kappa + \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (\text{III-6})$$

κ étant l'énergie cinétique associée à la turbulence.

$\delta_{ij} = 1$ Si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$ (Delta de Kronecker).

μ_t Est la viscosité dynamique turbulente.

Notons que dans l'hypothèse de Boussinesq, il est supposé que μ_t est un scalaire isotrope, ce qui n'est pas tout à fait vrai.

Les modèles de turbulence conduisent à l'adoption d'équations de transport des quantités de la turbulence, $(\kappa, \varepsilon, \omega, \bar{\nu})$ et pour résoudre la viscosité turbulente. De ce point de vue, on retrouve trois catégories sous "Fluent":

1. Modèle de turbulence à une équation de transport: Le modèle Spalart-Allmaras [21].
2. Modèles de turbulence à deux équations: Le modèle Standard et ses variantes RNG et Réalisable puis les modèles κ - ε Standard et κ - ω SST.
3. Modèle de turbulence à 5 équations (7 équations en 3D): Le modèle RSM (Reynolds Stress Model)

2.1. Modèle Spalart-Allmaras [21]

Il résout, en plus des équations de Navier-Stokes moyennées, une équation de transport d'une quantité turbulente en vue de calculer μ_t . Ce scalaire est une viscosité cinématique turbulente modifiée ($\bar{\nu}$), pour prendre en compte les effets de parois.

Dans ce modèle, la viscosité dynamique turbulente est calculée à partir de la relation suivante:

$$\mu_t = \rho \bar{\nu} f_\nu \quad (\text{III-7})$$

f_ν est une fonction d'atténuation de $\bar{\nu}$. (Damping function)

Ce modèle a été conçu initialement pour des applications aérospatiales impliquant des écoulements limités par des parois. Il a été montré que ce modèle donnait de médiocres résultats pour les couches limites sujettes à des gradients de pression adverses. Cependant, il est en train de gagner en popularité pour les applications dans les turbomachines.

2.2. Modèle κ - ε Standard [22]

Ce modèle met l'accent sur les mécanismes affectant l'énergie cinétique turbulente en se basant sur la modélisation de deux équations de transport. La première est celle de l'énergie cinétique turbulente (κ) et le deuxième est son taux de dissipation visqueuse (ε). Ainsi, la viscosité dynamique turbulente μ_t est calculée par:

$$u_t = \rho C_u \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III-8})$$

$$C_\mu = 0,09.$$

La robustesse du model, ainsi que son économie en temps de calcul est une précision raisonnable pour une large gamme d'écoulements turbulents.

2.3. Modèle RNG κ - ε :

Un nouveau modèle, fondé sur les méthodes utilisant le groupe de renormalisation est apparu ces dernières années. Appelé modèle RNG κ - ε (Yakhot et Orszag 1986) [23], il utilise une théorie différente des techniques statistiques classiques. La taille des échelles turbulentes est prise en compte pour déterminer la part de l'énergie qui sera transportée et celle qui sera dissipée. Les petites échelles de turbulence qui dissipent toute leur énergie sont modélisées alors que les grandes échelles de turbulence sont étudiées précisément. Cette modélisation aboutit à des équations de transport de κ et ε très proches de celles du modèle κ - ε standard. La principale différence vient des constantes qui ne sont plus déterminées expérimentalement mais calculées théoriquement. Zhou (1997) décrivent l'évolution des modèles RNG κ - ε .

Les relations présentées ci-dessous sont celles d'une version récente développée par Yakhot et Orszag [23].

$$\frac{\partial(\rho U_j^k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \sigma_\kappa v_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \rho v_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon \quad (\text{III-9})$$

$$\frac{\partial(\rho U_j^\varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \sigma_\varepsilon v_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \rho v_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R \quad (\text{III-10})$$

Avec : $C_\mu = 0,0845$; $C_{\varepsilon 1} = 1,42$ et $C_{\varepsilon 2} = 1,68$. αk et $\alpha \varepsilon$ sont les inverses des nombres de Prandtl turbulent pour k et $\tilde{\varepsilon}$

2.4. Modèle κ - ε Realizable

Le dernier modèle de la famille κ - ε diffère du modèle standard principalement par deux choses importantes:

- une nouvelle formulation pour la viscosité turbulente;

- une nouvelle équation pour le taux de dissipation ε .

Le terme "Realizable" ou réalisable signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds, logiques avec la physique des écoulements turbulents. Ainsi, ce modèle prédit avec plus de précision le taux de propagation des jets. Il procure aussi des performances supérieures dans les écoulements impliquant la rotation, les couches limites sous de forts gradients de pression adverses, la séparation et les recirculations. Ces deux derniers modèles de turbulence, (κ - ε RNG et Réalisable), donnent de meilleurs résultats comparés au modèle Standard, vu leurs perfectionnements cités plus haut. Alors que les écoulements impliquant une forte anisotropie des contraintes turbulentes restent le point faible de la famille κ - ε toute entière.

2.5. Modèle κ - ω [24]

C'est un modèle empirique similaire au modèle, κ - ε avec deux équations de transport, une équation adaptée de κ et une équation du taux de dissipation spécifique ω qui s'apparente au rapport de ε par κ .

Après plusieurs années de perfectionnement, ce modèle offre à présent un avantage pour la prédiction des écoulements cisailés libres. Il prend aussi en compte les effets des faibles nombres de Reynolds, de la compressibilité, des jets de différentes configurations (plan, radial, ...etc.). Pour ces raisons, il convient particulièrement aux écoulements internes.

La viscosité turbulente est calculée en combinant κ et ω comme suit:

$$u_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (\text{III-11})$$

α^* Est un coefficient qui apporte une correction à la viscosité turbulente à bas nombres de Reynolds en l'"atténuant" en quelque sorte

2.6. Modèle κ - ω SST [25] [26]

Le modèle SST (Shear Stress Transport) ou transport des contraintes de cisaillement turbulentes, est dérivé du modèle κ - ω Standard. Ce modèle combine la robustesse et la précision de la formulation du modèle κ - ω dans la région proche de la paroi avec le modèle κ - ω et toutes ses qualités citées plus haut pour les écoulements libres loin de la paroi. Ce modèle inclue les améliorations suivantes:

- Une fonction de combinaison est multipliée à la fois au modèle $\kappa-\omega$ Standard et au modèle $\kappa-\omega$. Cette fonction commutera entre les valeurs "zéro" ou "un" suivant que l'on soit dans la région proche de la paroi, pour activer le modèle $\kappa-\omega$ Standard ou dans la région loin de la paroi, pour activer le modèle $\kappa-\omega$.

La définition de la viscosité turbulente est modifiée pour prendre en compte le transport des contraintes de cisaillement turbulentes, dont voici une forme simplifiée:

$$u_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, f(\Omega, k, \omega, y)\right]} \quad (\text{III-12})$$

- $f(\Omega, k, \omega, y)$ est une fonction dépendant du taux de rotation de (Ω), de κ , de ω et de la distance normale à la paroi (y).

Les améliorations apportées à ce modèle le rendent plus fiable pour une classe d'écoulements plus étendue, (écoulements à gradients de pression adverses, surfaces portantes –aviation-, ondes de choc transsoniques ...etc.), par rapport aux modèles $\kappa-\omega$ Standard et la famille des modèles $\kappa-\omega$.

2.7. Modèle RSM [27]

C'est le modèle le plus élaboré que propose le code de calcul "Fluent". En abandonnant l'hypothèse d'une viscosité turbulente isotrope, le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM: Reynolds Stress Model) ferme les équations RANS en résolvant ensemble les équations de transport des contraintes de Reynolds avec une équation pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (ϵ). Cette procédure introduit cinq équations de transport additionnelles pour les problèmes bidimensionnels (7 pour le cas 3D) et là aussi la viscosité turbulente est calculée comme pour le modèle $\kappa-\omega$ Standard.

Ce modèle prend en compte les effets des courbures des lignes de courant, les tourbillonnements, la rotation et les changements rapides du taux de déformation, mais d'une manière plus rigoureuse que tous les autres modèles.

Le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds est le meilleur choix pour la simulation des écoulements complexes quand les caractéristiques qui nous intéressent résultent de l'anisotropie dans les contraintes turbulentes, comme par exemple les écoulements dans les cyclones, les écoulements fortement tourbillonnaires dans les chambres à combustion, ...etc.

Le revers de cette supériorité potentielle est le très grand surcoût en calcul. Les quelques limitations connues à ce jour pour ce modèle concernent les jets axisymétriques et les écou

Conclusion

Nous avons choisi d'adopter le modèle de $k \varepsilon$ à notre phénomène en vue des différents avantages qu'il offre pour ce type de configurations.

3. Les modèles de simulation de la combustion

3.1. Les modèles de simulation de la combustion non prémélange

Comme pour les flammes prémélangées turbulentes, et comme pour tout écoulement turbulent,

Il faut encore insister sur le fait qu'un calcul prédictif ne peut concerner que des quantités moyennes au sens statistique.

3.1. A. Le modèle des « flammlettes » [28]

Lorsque la structure de la flamme turbulente est celle d'une flamme à « flammlettes », la modélisation doit tenir compte. La présence des flammlettes se traduit par l'existence, à chaque instant et en chaque point, de relation entre les différentes espèces et la fraction de mélange, assurées par le maintien de la structure à petite échelle même pendant que les flammettes se déplacent dans les mouvements turbulent à grand échelle. Appelons ces relations; $\tilde{Y}_i^f(Z)$ elles ne sont pas celles imposées par l'équilibre chimique, mais elles peuvent être utilisées de façon un peu semblable.

Nous avons dit que les flammettes pouvaient être courbée, étirées ou comprimées par la turbulence. Parmi toutes ces possibilités, certaines des flammettes sont des flammettes étirées à l'état stationnaire dans l'écoulement à contre-courant. Si l'écoulement est en moyenne plus étiré que comprimé, on peut s'attendre à ce qu'elles soient en majorité dans la flamme. Ces raisonnements ont conduit à utiliser les relations $\tilde{Y}_i^f(Z)$ comme celles obtenues dans les calculs de flammes étirées contrecourant; elles dépendent alors du taux d'étirement, soit a (est une constante positive proportionnelle à V_0/L , si V_0 est la vitesse de sortie commune des jets et L l'écart entre ceux-ci), le calcul des grandeurs moyennes est alors juste une généralisation :

$$\tilde{Y}_i = \int_0^{\infty} da \int_{Z^*} Y_i^f(Z, a) \tilde{P}(Z, a) dZ \quad (\text{III-13})$$

$$\tilde{T} = \int_0^{\infty} da \int_{Z^*} T^f(Z, a) \tilde{P}(Z, a) dZ \quad (\text{III-14})$$

Cette approche possède encore deux variantes, qui consistent à utiliser encore l'équation (III-4) en tenant compte de la structure de flammelette seulement pour calculer les \tilde{w}_i . On peut penser que le domaine de validité de l'approche est alors plus large, puisque c'est seulement la zone réactive des flammlettes qui doit voir sa structure, assimilée à celle d'une flammelette à contre-courant, conservée dans la turbulence. Dans la première variante, les taux de réaction moyens sont calculés par :

$$\tilde{w}_i = \int_0^{\infty} da \int_{Z^*} w_i(Y_j^f(Z, a) \forall j, T^f(Z, a)) \tilde{P}(Z, a) dZ \quad (\text{III-15})$$

Dans la deuxième variante, on utilise le modèle de flamme cohérente, modifié pour prendre en compte l'étirement des flammlettes. Cette modification apparaît à la fois dans les termes de production de surface par étirement, et dans les flux d'espèces par unité de surfaces, les V_{Di} .

3.1. B. Le modèle Lagrangien MIL [29]

La prise en compte explicite des aspects Lagrangiens du transport turbulent permet de bâtir des modèles approchés assez facilement interprétables. En effet, il est intéressant de constater que si les équations de bilan instantanées des Y_i sont remplacées par le modèle suivant :

$$\rho \frac{dY_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \rho Y_i + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\rho v_\alpha Y_i) = \rho \frac{\tilde{Y}_i - Y_i}{\tau_{ex}} + \rho w_i \quad (\text{III-16})$$

Où le terme de diffusion moléculaire a été remplacé par un simple terme linéaire d'échange avec la valeur moyenne, on peut démontrer que Y_i satisfait à l'équation donnée par la modélisation de Dopazo et O'Brien, en prenant τ_{ex} proportionnel à τ_t . On le trouve en appliquant certaine méthode, et on obtient directement le terme de mélange à petite échelle, bien que le terme de diffusion turbulente ne le soit pas. L'équation (III-16) représente donc un modèle Lagrangien de micromélange; elle peut être appliquée pour n'importe quelle espèce, ou même pour l'enthalpie et la fraction de mélange Z . Ce modèle a été utilisé dans le domaine du génie chimique.

3.1. C. Le modèle PDF [30]

La modélisation par fraction de mélange (Formulation PDF) implique la solution des équations de transport pour un seul scalaire conservé (la fraction de mélange). Dans cette approche, les équations de transports pour les espèces individuelles ne sont pas solutionnées. La composante individuelle des concentrations pour les espèces d'intérêt sont dérivées de la distribution de la fraction de mélange prédite. Les mécanismes de réaction qui peuvent être inconnus ou extrêmement complexes ne sont pas explicitement définis. À la place le système en réaction est traité en utilisant soit les calculs d'équilibre chimique ou "ce qui est mélangé est brûlé". Les propriétés physiques des espèces chimiques et les données d'équilibre sont obtenues de la base de données chimique. Finalement, l'interaction de la turbulence et de la chimie est prise en considération à l'aide de la fonction de densité de probabilité (PDF).

La modélisation par fraction de mélange à été spécifiquement développée pour la simulation des flammes de diffusion turbulentes et les processus de réactions similaires. Pour de tels systèmes, il offre beaucoup de bénéfices sur la formulation du modèle d'équilibre chimique. La méthode par fraction de mélange permet la formation d'espèces intermédiaires, les effets de dissociation et le couplage entre la turbulence et la chimie d'une façon rigoureuse. L'approche a l'avantage additionnel de permettre une meilleure estimation de la densité moyenne de l'écoulement par rapport à la formulation du modèle d'équilibre chimique.

3.1. D. Modèle Eddy Dissipation [31]

Ce travail traite sur la problématique des flammes turbulentes non prémélangées (diffusion).

Ce modèle a donc été utilisé pour la modélisation des taux de réaction.

Le modèle Eddy Dissipation qui est basé sur les travaux de Magnussen et Hjertager dans lequel la chimie est considérée très rapide par rapport à la turbulence.

Dans ce cas, la combustion qui n'est contrôlée que par la turbulence, transporte le mélange des gaz frais avec les produits chauds dans la zone de réaction où s'effectue rapidement la cinétique chimique. Cette dernière peut donc être négligée.

Le taux de réaction $R_{i,r}$ de l'espèce i du à la réaction est donné par le minimum des expression suivantes :

$$R_{i,r} = \nu'_{i,r} M_{w,i} A \rho \frac{\varepsilon}{k} \min \left(\frac{Y_R}{\nu'_{R,r} M_{w,R}} \right)$$

$$R_{i,r} = v_{i,r}' M_{w,i} A B \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\sum p Y_p}{\sum_J v_{j,r}'' M_{w,j}} \right)$$

Où :

Y_p : est la fraction massique d'une espèce p dans les produits ;

Y_r : est la fraction massique d'une espèce r dans les réactifs ;

A et B : sont des constantes empiriques qui ont respectivement des valeurs 4 et 5 ;

$M_{w,i}$: est la masse molaire de l'espèce i.

3.2- Les modèles utilisés pour la combustion prémélangée:

Il existe plusieurs modèles de simulation pour la combustion prémélangée, on cite parmi les deux les plus célèbres :

3.2. A. La modèle « Eddy Break-Up » [32]

Ce modèle suppose que la chimie en prémélangée ne joue pas un rôle direct et que la turbulence contrôle le taux de réaction, qui est représenté par une succession de tourbillons de gaz chauds et de gaz frais. Le terme source s'exprime sous la forme :

$$\tilde{w}_i = -C_{EBU} \frac{\tilde{C}(1-\tilde{C})}{\tau_i} (Y_i^0 - Y_i^{eq}) \quad (\text{III-24})$$

Où C_{EBU} est une constante empirique. On peut, en première approximation, justifier cette formule en disant que le taux de combustion ne dépend alors que de la probabilité de trouver au même endroit une particule fluide brûlée et une non brûlée, puisqu'après leur mélange, dans tous les cas, les réactions chimiques sont très rapides; or, la probabilité pour trouver une particule fluide brûler est \tilde{C} , et celle pour une particule fluide imbrûlée est $(1-\tilde{C})$. Cette formule est valable pour toutes les espèces i .

3.2. B. Modèle G-équation [33]

Dans le modèle G-équation la flamme est assimilée à un front infiniment fin.

La flamme est alors associée à une valeur $G=G_0$:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{G}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u_i \tilde{G}}{\partial x_j} = \rho_0 S_T \|\nabla \bar{G}\| \quad (\text{III-25})$$

S_T est la vitesse de flamme turbulente définie par:

$$\frac{S_T}{S_l} = 1 + \alpha \left(\frac{u^t}{S_l} \right)^n \quad (\text{III-26})$$

L'expression de ce modèle est relativement simple. Par contre il n'existe pas de définition générale de la vitesse de flamme turbulente. De plus ce modèle ne permet pas de simuler les extinctions et les allumages. Il pose aussi des problèmes numériques: l'équation résolue pour G crée des points de rebroussements qui ne peuvent être gérés que par l'addition de viscosité.

Conclusion

Pour la modélisation de la combustion on a choisis le modèle Eddy dissipation .



Chapitre IV
Modélisation numérique

Introduction

Plusieurs méthodes de discrétisation des équations différentielles aux dérivées partielles sont utilisées actuellement telles que : la méthode des volumes finis, des différences finies et des éléments finis. La méthode utilisée par "Fluent" est celle des volumes finis.

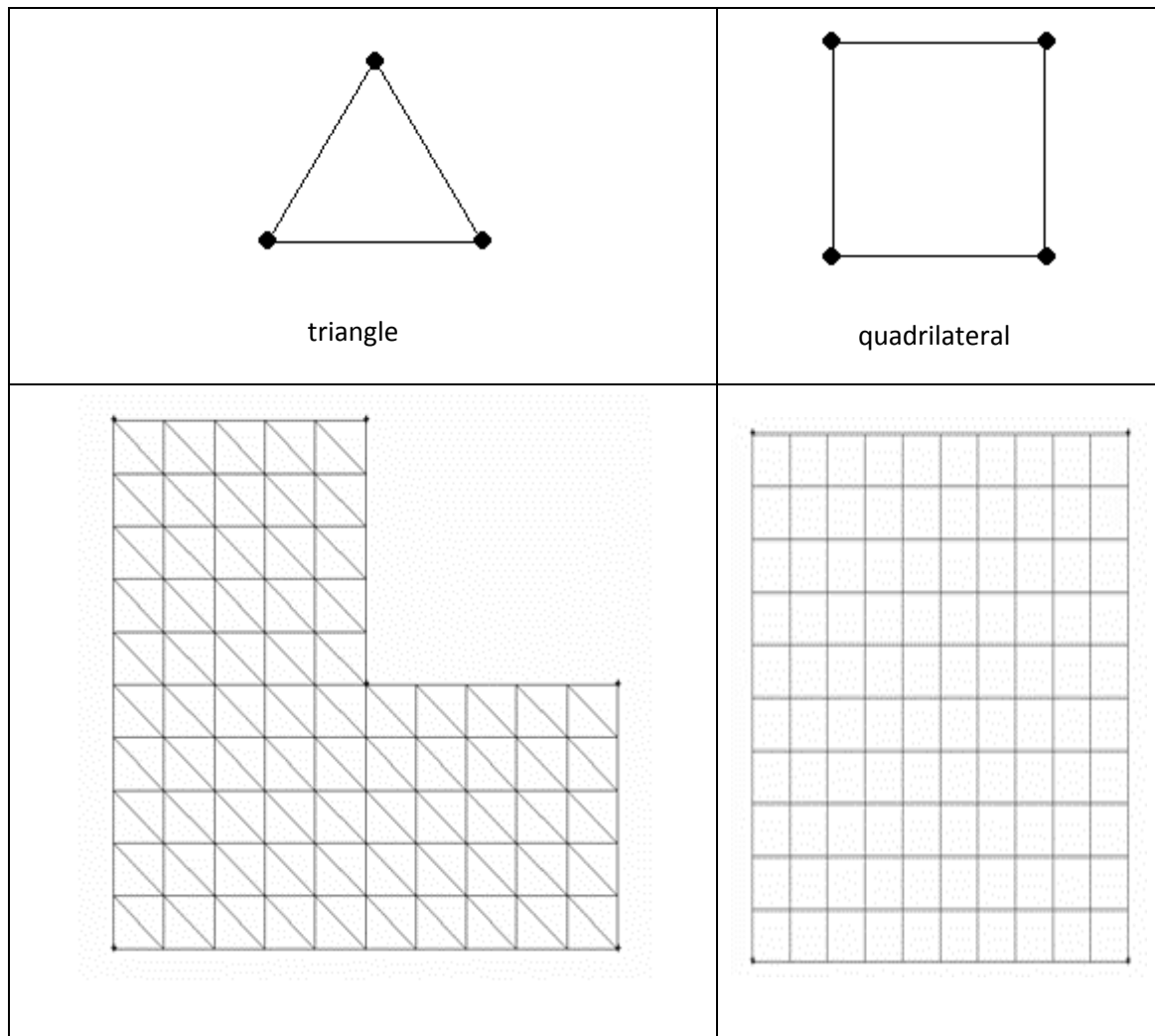
1. Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes finis ainsi dans tout le domaine de calcul. Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation telle que le terme source par exemple. La méthode consiste à partager le domaine de calcul en plusieurs volumes, où chaque volume entoure un noeud. En utilisant différents schémas d'approximations on peut intégrer les termes des équations différentielles modélisantes sur chaque volume de contrôle, où les valeurs et les quantités sont stockées aux noeuds du volume de contrôle.

Ces équations algébriques produites expriment la conservation des quantités pour le volume de contrôle et pour tout le domaine de calcul.

2. Maillage

"Fluent" traite plusieurs types de maillages très compliqués qui sont en général importés directement d'autres logiciels de génération de maillages ("GAMBIT" par exemple). Pour l'utilisation correcte de "Fluent" et pour connaître le lien entre les nœuds (cellules) ciblées et les nœuds (cellules) ou faces voisines, il est à noter que "Fluent" mentionne (dans ses mécanismes internes) les points avec les indices i, j, k, l, \dots etc. En plus il donne des topologies de certaines grilles qu'il accepte de résoudre selon le problème posé, on donne comme exemple les figures suivantes :



Figure(IV.1) : Les différentes grilles topologiques traitées par "Fluent"
 (a) triangulaire. (b) quadrilatérale [34]

3. Discrétisation

Le code "Fluent" utilise une technique qui consiste à intégrer les équations différentielles sur chaque volume de contrôle puis de les convertir en équations algébriques.

En prenant la figure (IV.2) comme exemple d'un maillage tétraédrique et pour un cas stationnaire du transport d'un scalaire Φ , la discrétisation se fera par rapport aux faces des cellules comme suit :

$$\oint \rho \Phi U dA = \oint \Gamma_{\Phi} \nabla \Phi dA + \int_{\nu} S_{\Phi} dV \quad (\text{IV-1})$$

Γ_Φ : Coefficient de diffusion.

L'équation (IV.1) exprime que la quantité de Φ produite par unité de temps à l'intérieur du polyèdre est égale à la quantité de Φ qui sort nette par unité de temps à travers la surface (les N faces) enveloppant le volume de contrôle V , par convection et par diffusion.

Pour chaque volume de contrôle on aura :

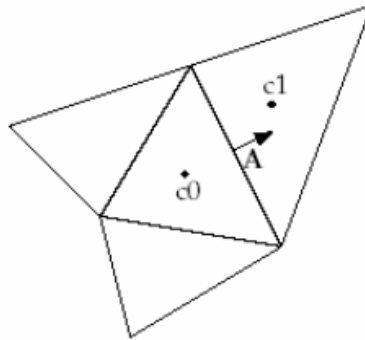


Figure (IV.2) : Volume de contrôle pour la discrétisation de l'équation de transport d'un scalaire

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho \cup_f \Phi_f A_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\Phi (\Delta\Phi)_n A_f + S_\Phi v \quad (IV-2)$$

Remarque : Les valeurs discrètes du scalaire sont stockées aux centres des cellules. Les valeurs aux faces du terme convectif nécessaires à la résolution de l'équation (IV-2) sont interpolées par un schéma amont des valeurs aux centres des cellules.

3.1. Linéarisation de l'équation discrétisée

La linéarisation de l'équation (IV-2) donne :

$$a_p \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (IV-3)$$

A l'exception des cellules adjacentes aux limites du domaine, les autres cellules ont un nombre de faces égal au nombre de cellules avoisinantes. Des équations similaires peuvent

être écrites pour chaque cellule du maillage. Cela donne des équations algébriques avec une matrice de coefficients dispersés (sparse coefficients matrix). "Fluent" résout ce système linéaire en utilisant un solveur ponctuel implicite d'équations linéaires (Gauss-Seidel).

3.2. Sous relaxation

Pour les équations non linéaires, il est nécessaire de contrôler le changement d'un scalaire ϕ lors de la résolution.

La sous relaxation réduit ce changement durant chaque itération. La nouvelle valeur dépend donc de la valeur précédente et de l'écart entre les deux valeurs :

$$\phi = \phi_{old} + \alpha \Delta \phi \quad (IV-4)$$

pression	Quantité de mouvement	Energie cinétique turbulente K	Taux de dissipation ε	CH ₄	O ₂	H ₂ O	CO ₂	Energie
0.3	0.7	0.8	0.8	0.95	0.95	0.95	0.95	1

Tableau (IV.1) : tableau de sous relaxions

Note : En cas de problème de divergence du calcul avec le modèle, il est préférable de commencer le calcul avec des facteurs de sous relaxation inférieurs à 0,5 (pour toutes les variables), puis les augmenter au fur et mesure que le calcul converge pour accélérer la convergence.

4. Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement

L'équation différentielle de transport de quantité de mouvement est la suivante :

$$\oint \rho \vec{U} \vec{U} d\vec{A} = -\oint P I d\vec{A} + \oint \vec{\tau} d\vec{A} + \int_V \vec{F} dV \quad (IV-5)$$

$-\oint P I d\vec{A}$: est la force totale de pression sur les N faces du polyèdre, où :

I: est la matrice identité \vec{A} est le vecteur de surface.

\vec{A} : est la force totale visqueuse sur les N faces du polyèdre.

Où : $\bar{\tau}$ est le tenseur de contraintes.

$\int_V \bar{F} dV$: est la force totale de volume sur le volume du polyèdre, où :

\bar{F} est le vecteur de force..

4.1. Schéma du premier ordre amont

"Fluent" considère pour ce schéma que la valeur stockée au cellule centrale est la moyenne de toutes les valeurs de la même cellule. Les valeurs aux faces sont égales à celles des cellules se trouvant à l'amont.

4.2. Schéma du second ordre amont

Il y a lieu d'une reconstruction linéaire multidimensionnelle. C'est-à-dire qu'on effectue un développement en série de Taylor des valeurs aux centres des cellules. La valeur sur la face sera :

$$\Phi_f = \Phi + \nabla\Phi\Delta S \quad (\text{IV-6})$$

Φ et $\nabla\Phi$; sont la valeur du scalaire dans la cellule centrale et son gradient.

ΔS : est le vecteur déplacement de la cellule centrale en amont vers la face centrale.

D'après le théorème de divergence :

$$\nabla\Phi = \frac{1}{V} \sum_f^{N_{\text{faces}}} \Phi_f A \quad (\text{IV-7})$$

L'équation (IV.8) représente une deuxième approche basée sur le calcul d'un gradient à partir d'un bilan sur un volume de contrôle au lieu de faire la somme des dérivées dans toutes les directions.

4.3. Schéma Quick [35]

Pour un maillage quadrilatéral ou hexaédrique où il n'y a qu'une seule face ou cellule en amont et en aval (figure IV.6), ce schéma est décrit comme suit :

$$\Phi_e = \theta \left[\frac{S_d}{S_c + S_d} \Phi_P + \frac{S_d}{S_c + S_d} \Phi_E \right] + (1 - \theta) \left[\frac{S_u + S_c}{S_u + S_c} \Phi_P - \frac{S_c}{S_u + S_c} \Phi_w \right] \quad (\text{V-8})$$

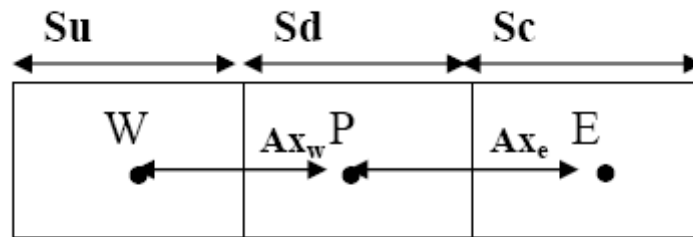


Figure (IV.3) : Maillage quadrilatéral structuré

$\theta = 1$: C'est une interpolation centrée au second ordre.

$\theta = 0$: C'est le schéma second ordre amont.

$\theta = \frac{1}{8}$: C'est le schéma Quick traditionnel dans le code "Fluent". θ est choisi d'une

manière dépendante de la solution pour éviter d'introduire un nouvel extremum à celle-ci (à noter que pour un maillage hybride θ sera pris nul pour les faces des cellules non quadrilatérales ou non hexaédriques).

5. Interpolation de la pression

Les valeurs de la pression sont stockées aux centres des cellules pour obtenir les valeurs des pressions aux faces nécessaires pour la résolution de l'équation (IV.6), "Fluent" propose plusieurs schémas d'interpolation.

5.1 Schéma Standard

L'interpolation s'effectue en utilisant les coefficients de l'équation de quantité de mouvement. Cette procédure fonctionne bien pour de petites variations de la pression entre les centres des cellules. De forts gradients de pression entre les cellules engendrent une sous/sur estimation de la vitesse sur les faces. C'est le cas d'un écoulement tourbillonnaire à grande vitesse.

5.2. Schéma du second ordre

C'est le même schéma utilisé pour la quantité de mouvement.

5.3. Schéma PRESTO (option de pression décalée)

Il utilise le bilan de masse dans un volume de contrôle décalé pour la face où est calculée la pression décalée. Ce schéma est inspiré de l'idée de la grille décalée valable avec un maillage structuré proposé par Patankar [36].

6. Discrétisation de l'équation de continuité

$$\oint \rho U dA = 0 \quad (\text{IV-9})$$

Sous forme discrétisée

$$\sum_f^{N_{\text{faces}}} J_f A_f = \sum_f^{N_{\text{faces}}} \rho U_n A_f = 0 \quad (\text{IV-10})$$

A_f : est l'aire de l'une des N faces enveloppant le volume fini.

U_n : est la composante de vitesse normale à la face.

L'équation de continuité sert comme équation pour la pression. On utilise l'un des algorithmes de couplage vitesse-pression pour introduire la pression qui n'apparaît pas explicitement dans l'équation (IV.11).

7. Couplage Vitesse –Pression

Le couplage Vitesse-Pression est traité en résolvant les équations de quantité de mouvement et une équation pour la pression dérivée d'une combinaison de l'équation de continuité et celles de quantité de mouvement. "Fluent" dispose de trois algorithmes de couplage (SIMPLE, SIMPLEC, PISO) dont le premier sera brièvement décrit ci-dessous,

7.1. Algorithme SIMPLE (semi-implicit method for pressure linked equations)

Cet algorithme utilise une relation entre la vitesse et la correction de pression pour imposer la conservation de la masse et obtenir le champ de pression. Si l'équation de quantité de mouvement est résolue avec le champ de pression P^* , le flux résultant sur une face calculé par l'équation (IV.12) ne satisfait pas l'équation de continuité :

$$J_f^* = \hat{J}_f + d_f (P_{c0}^* - P_{c1}^*) \quad (\text{IV-11})$$

J_f^* Est un terme qui contient l'effet des pseudos vitesses obtenues en supposant des pressions nulles dans les équations de quantité de mouvement.

d_f Est le rapport entre l'aire d'une surface f et la moyenne des coefficients de linéarisation des équations de quantité de mouvement a_p .

Par conséquent une correction du flux J'_f est ajoutée au flux J^*_f :

$$J_f = J^*_f + J'_f \quad (\text{IV-12})$$

La correction du flux est une fonction de la correction de pression P' :

$$J'_f = d_f (P'_{c0} - P'_{c1}) \quad (\text{IV-13})$$

La correction du flux J'_f est substituée dans l'équation de continuité discrétisée (IV.11) pour obtenir une équation discrète de la correction de la pression :

$$a_p P' = \sum_{nb} a_{nb} P'_{nb} + b \quad (\text{IV-14})$$

Le terme source b est la somme algébrique des débits traversant les N faces entourant la

$$b = \sum_f^{N_{faces}} J^*_f A_f \quad (\text{IV-15})$$

Finalement le champ de pression et le champ de flux deviennent :

$$P = P^* + \alpha_p P' \quad (\text{IV-16})$$

α_p est un facteur de sous relaxation associé à la correction de pression.

$$J_f = J^*_f + d_f (P'_{c0} - P'_{c1}) \quad (\text{IV.17})$$

8. Procédure de Résolution

Un fichier de données (extension .cas) est créé suite à la lecture du fichier contenant les détails de la géométrie (extension .msh). Après vérification du maillage, on passe au type de solveur. Pour notre cas, c'est un solveur découplé avec une formulation implicite pour un cas dimensionnel et un écoulement stationnaire prenant en considération des vitesses absolues. D'autres équations peuvent être ajoutées selon les phénomènes étudiés (transfert de chaleur, combustion, multi phases ...).

Les autres étapes du menu "define" sont les choix du fluide (air), des conditions d'opération (introduction de l'effet de la gravité et de la pression de référence) et l'introduction des conditions aux limites.

Le dernier menu utilisé pour entamer le calcul est le menu "solve". On doit choisir les équations à résoudre, les schémas de discrétisation, les facteurs de sous-relaxations et les critères de convergence. Le calcul est initialisé d'après les conditions aux limites

9. Algorithme de calcul

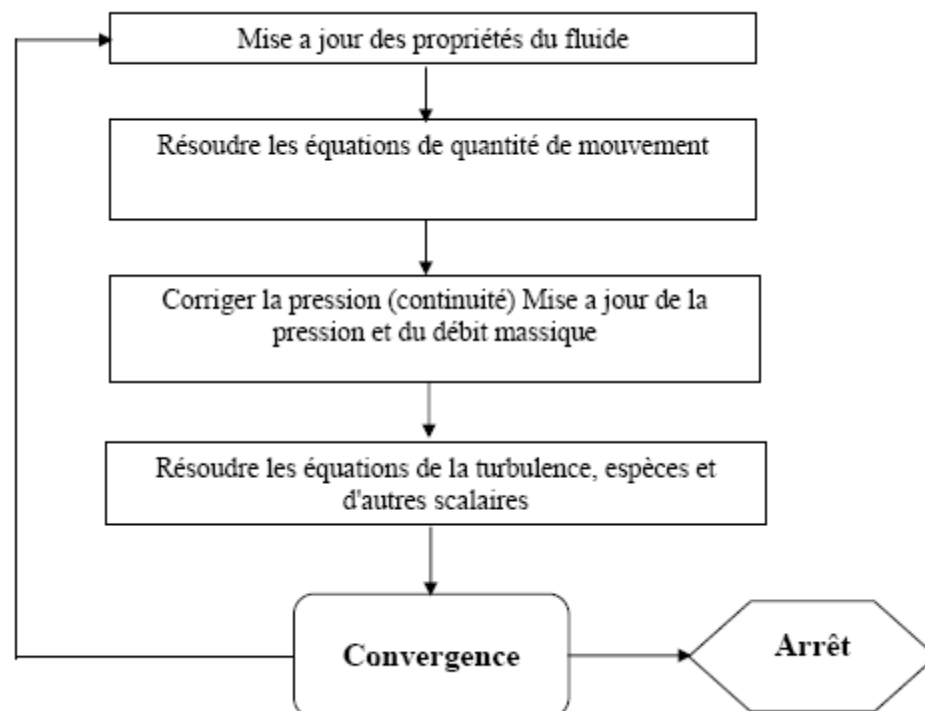


Figure (IV.4) : Algorithme de calcul pour un solveur découplé

Pour un solveur découplé, les équations qui gouvernent l'écoulement sont résolues séquentiellement (découplées l'une de l'autre). Un calcul itératif est nécessaire pour des

équations non linéaires et interdépendantes. Chaque itération est constituée des étapes suivantes :

- Mise à jour des propriétés du fluide basée sur la solution actuelle. Au delà du calcul, la mise à jour est basée sur la solution d'initialisation.
- Chaque équation de quantité de mouvement pour U, V et W est résolue en utilisant les valeurs actualisées des pressions et flux de masse pour la mise à jour du champ de vitesse.
- Si les valeurs de vitesses obtenues dans l'étape deux ne satisfont pas l'équation de continuité localement, une équation de type poisson pour la correction des pressions, dérivée de l'équation de continuité et des quantités de mouvement linéarisées, sera résolue pour obtenir les corrections des champs de pression, vitesse et flux massique nécessaires pour satisfaire la continuité.
- Si c'est OK, les équations d'autres scalaires (turbulence, énergies....etc.) sont résolues
- Si un couplage d'interphase est inclus, les termes sources dans les équations de la phase continue nécessitent une mise à jour avec les résultats du calcul de trajectoire de la phase discrète.

Dans la résolution par la méthode découplée, chaque équation discrétisée est linéarisée en gardant une forme implicite par rapport à la variable dépendante. Pour une variable donnée, la valeur inconnue dans chaque cellule est déterminée en utilisant une relation qui contient des valeurs inconnues. Aussi dans les cellules voisines, donc, la variable inconnue, associée à une cellule, apparaît dans plus d'une équation et par conséquent le système d'équations pour cette variable doit être résolu simultanément. "Fluent" adopte une variante de l'algorithme de résolution des systèmes linéaires Gauss Seidel en conjonction avec la méthode multigrid algébrique AMG pour résoudre le système résultant.



Chapitre V
Résultats et discussion

Partie : I

Introduction

Dans cette partie, on étudiera la simulation numérique d'un brûleur type bluff body puis on va comparer les résultats obtenus par la simulation avec les résultats obtenus par une étude expérimentale dans le but de validation de notre calcul ce qui permet ainsi de régler les paramètres du code de calcul utilisés.

La figure (V.1) consiste un brûleur composé de trois tubes cylindriques d'épaisseur de 1mm. Un jet central de combustible ; le gaz naturel, et de chaque coté un jet d'oxygène pur, le diamètre interne du tube central de combustible peut varier de 4,6, 8 et 10 mm.

La chambre de combustion est un parallélépipède rectangle ayant une base carrée de 600x600 mm centrée sur le brûleur et de longueur de 2000mm

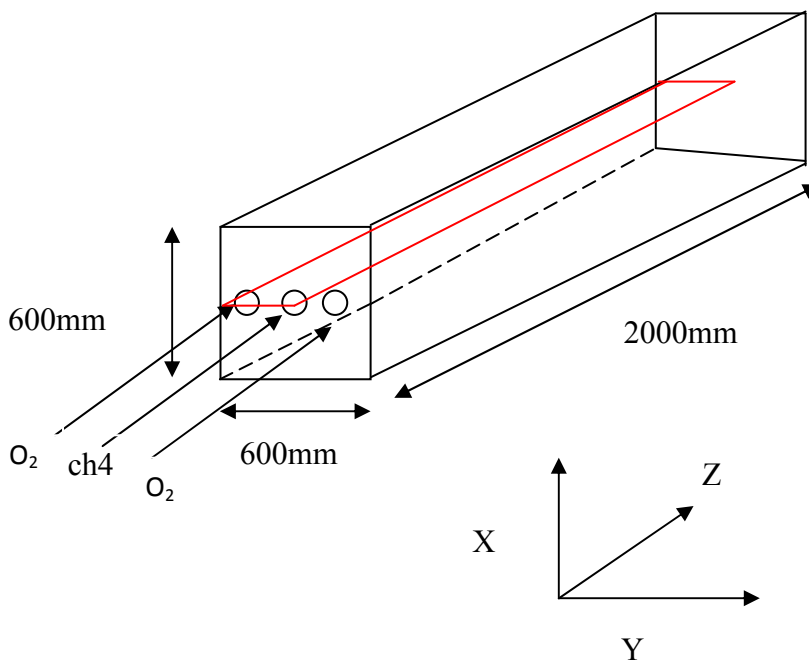


Figure (V.1): Présentation de chambre de combustion du brûleur étudiée [37]

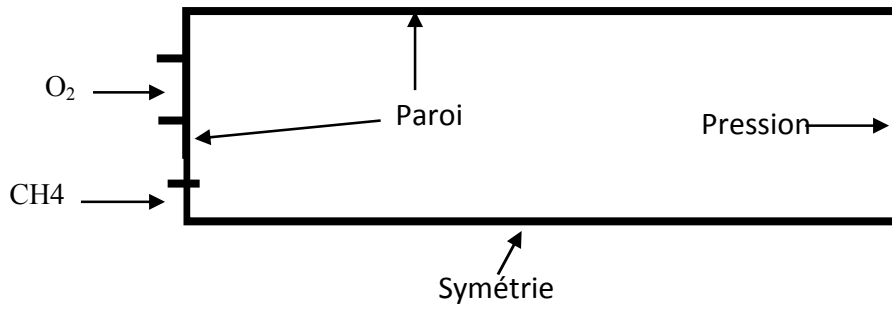


Figure (V.2) : conditions aux limites sur le demi-domaine géométrique (Domaine de calcul).

Les différentes conditions aux limites sont présentées dans le tableau ci-dessous

D_{fuel} (mm)	4
D_{O_2} (mm)	6
S_j (mm)	7
V_{fuel} (m/s)	53.3
V_{O_2} (m/s)	25.7

D_i diamètre, V_i vitesse, S_j la distance entre le centre du jet de combustible et de jet d'oxygène

Tableau (V.1) : les conditions aux limites

Les maillages ont été réalisés à l'aide du générateur de maillage de FLUENT (GAMBIT) le maillage comportant de 36894 cellules tétraédriques. Un raffinement des zones près de la sortie du brûleur a été envisagé pour prendre en compte les fortes variations se déroulant dans ces zones notamment les gradients de vitesse.

On fixe les paramètres de sous relaxation suivants :

pression	Quantité de mouvement	Energie cinétique turbulente K	Taux de dissipation ϵ	CH ₄	O ₂	H ₂ O	CO ₂	Energie
0.3	0.7	0.8	0.8	0.95	0.95	0.95	0.95	1

Tableau (V.2) : tableau de sous relaxation

I. Les moyens de mesures expérimentales [37] :

.Introduction :

Les résultats de validations expérimentales utilisées dans ce travail sont issus d'une étude de thèse de Mr : CYRILLE LESIEUR [37] où il utilise les techniques de diagnostic laser tel que LDV, PIV ... qui sont expliquées en Annexe

II. Comparaisons Simulation /Expérience :

On peut voir sur les Figure (V.3) et (V.4): les comparaisons des profils moyens de vitesse axiale, entre la simulation RANS et l'expérience ; les traits pointillés continus et sont respectivement les résultats de calcul RANS et l'expérience.

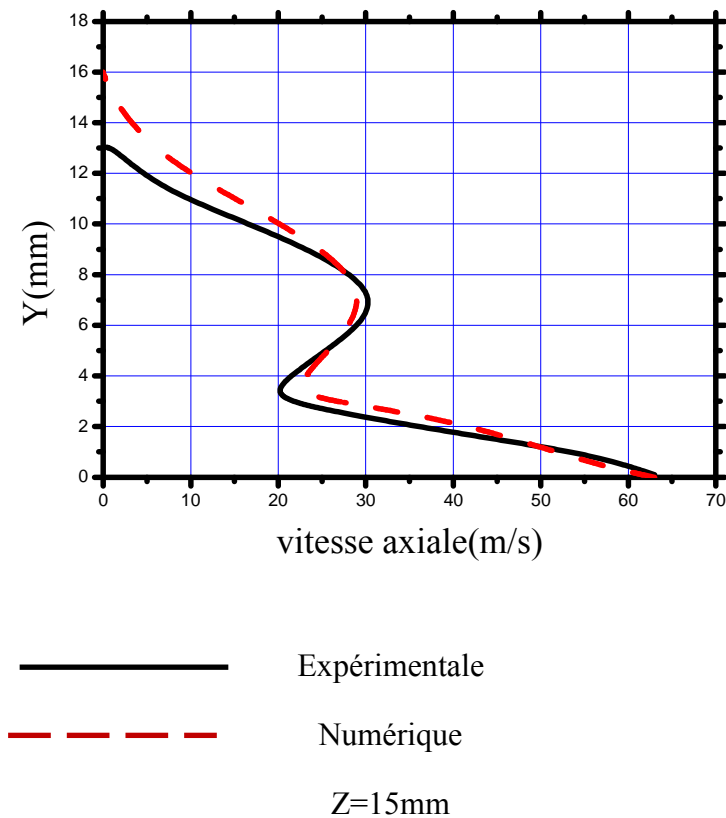


Figure (V.3): Profils de vitesses moyennes axiales issus du calcul et de l'expérimental

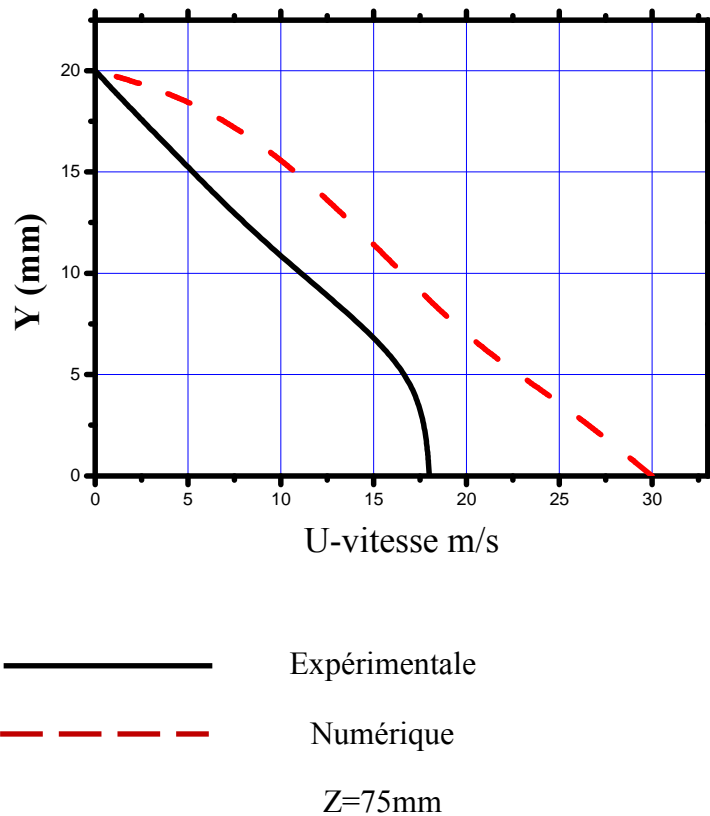


Figure (V.4) : Profils de vitesses moyennes axiales issus du calcul et de l'expérimental

Les figures (V.3) et (V.4) présentent des comparaisons des profils expérimentaux (lignes continu) et de moyen des valeurs simulées pour la vitesse axiales (ligne discontinue) On note un accord satisfaisant pour les valeurs axiales entre les données expérimentales et les valeurs simulées.

Cet accord est mieux près de l'entrée de CH_4 ($z=15\text{mm}$) que on s'éloigne du centre du jet ($z=75\text{mm}$).

Un écart est constaté loin du bruleur sur l'axe du jet

La différence qui représente l'écart de résultats est due probablement aux effets des phénomènes thermiques affectant le plan de flamme sur la configuration de calcul (plan vertical) à celui du plan expérimental. (Plan horizontal).

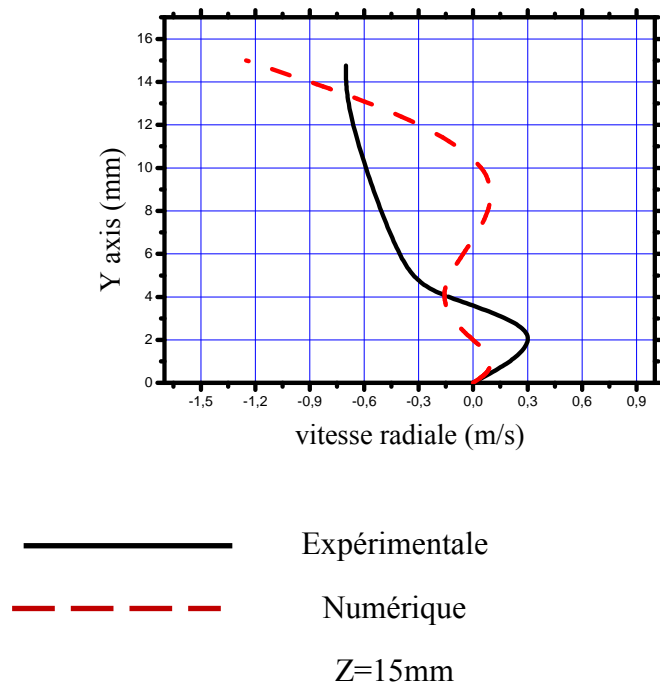


Figure V.5 : Profils de vitesses moyennes radiales issus du calcul et de l'expérimental pour Z=15mm

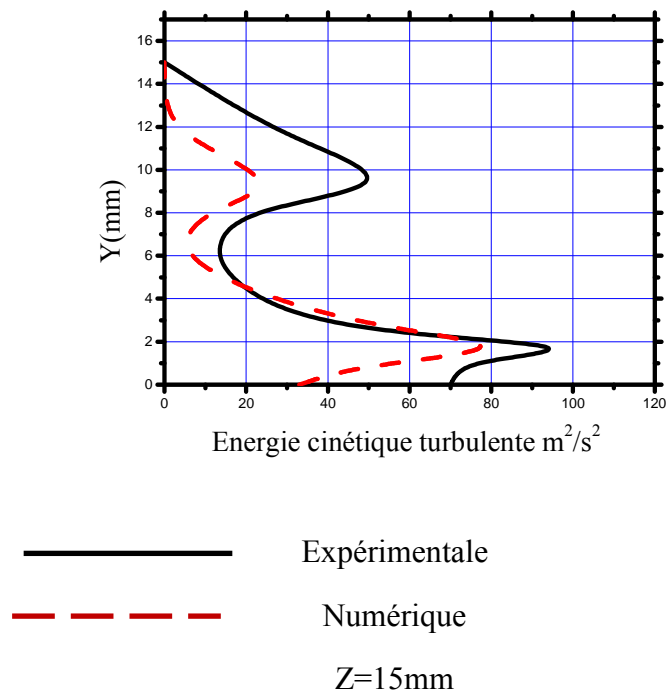


Figure (V.6): Comparaison des profils moyens de d'énergie cinétique turbulente entre le calcul et l'expérience pour Z=15mm

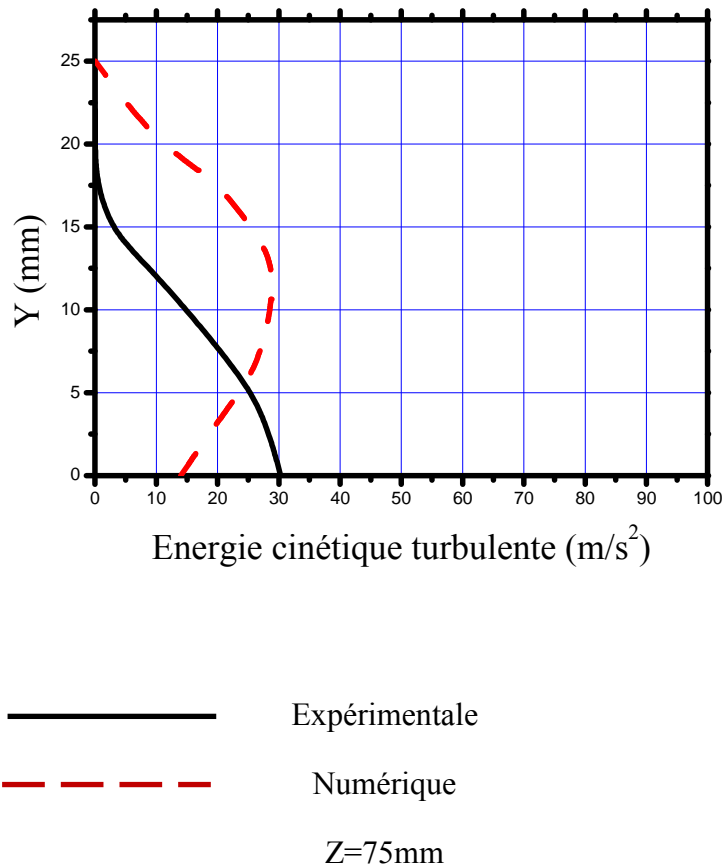


Figure (V.7) : Comparaison des profils moyens de d'énergie cinétique turbulente entre le calcul et l'expérience pour Z=15mm

Les figures (V.6) et (V.7) sont regroupée les profils d'énergie cinétique turbulente pour Z=75 mm de la boulon du bruleur montrent un décalage dû essentiellement au calcul bidimensionnelle considérée dans ce travail , en effet notre calcul considère le plan OXY alors que les mesures concernent le plan OYZ ce qui limite le calcul car l'effet de l'extension des gaz chauds qui ne sont pas considérée correctement issue de la simulation et de l'expérience ; les profils sont bien reproduits et le niveau atteint sont comparable.

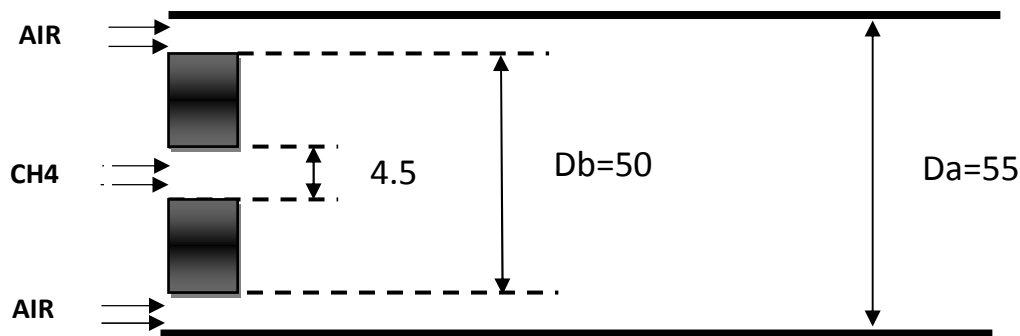
Après ces comparaisons il semble que les calculs RANS bidimensionnels avec le code CFD FLUENT reproduisent raisonnablement la structure moyenne de l'écoulement turbulent des brûleurs Bluff-Body.

Partie II

1. Description du problème

La configuration géométrique considérée dans le présent travail est illustrée sur la figure (V.8).

Le brûleur étudié est un brûleur type «bluff body» à flamme de Diffusion, il est constitué d'un tube centrale de diamètre extérieur égale a 50 mm, et de diamètre intérieur de 5.4 mm le tube centrale apporte le combustible (CH₄), et d'autre tube de diamètre de 55 mm apporte l'air ; le taux de blocage $BR=(D_b/D_a)^2=83\%$



Figure(V.8): Configuration géométrique du brûleur

2. Effet de la variation du rapport de la vitesse sur la stabilité de la flamme :

Dans cette partie, on traite de l'effet de la variation du rapport de la vitesse sur la stabilité de la flamme.

3. Les conditions aux limites:

On prendra pour cette étude comme condition d'entrée la vitesse du combustible

$v_{\text{fuel}} = 21$ m/s, et trois vitesses pour l'air Tableau (V.3). On définit le taux de vitesse VR comme le rapport de vitesse de CH₄ sur la vitesse d'air.

	vitesse de l'air	Vitesse de CH ₄	VR=C _{CH₄} /V _{air}
Cas A	7.5 m/s	21m/s	2.8
Cas B	15 m/s	21m/s	1.4
Cas C	25 m/s	21m/s	0.84

Tableau (V.3) : Vitesses pour les trois cas étudiés

Les conditions aux limites de la configuration étudiée sont données sur *la figure 2* et sont : les vitesses d'entrée, la pression de sortie, et les parois adiabatiques.

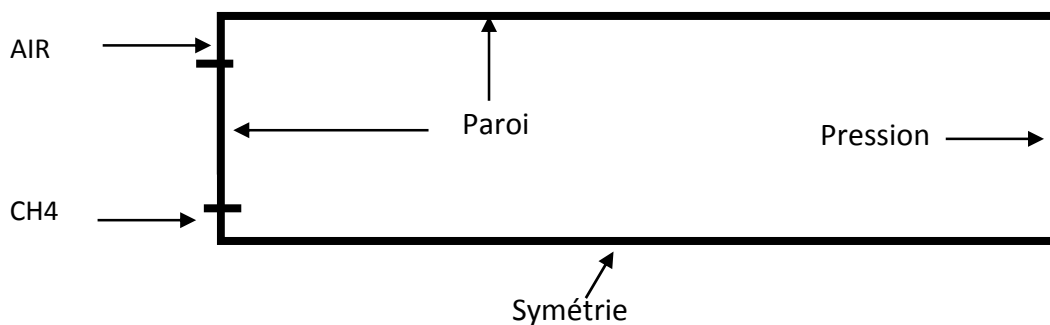


Figure (V.9) : conditions aux limites sur le demi-domaine géométrique (Domaine de calcul).

Dans ce travail, la supposition d'une réaction globale en une seule étape a été adoptée :



4. Modèle numérique et maillage

La configuration est axisymétrique. Le code Fluent utilise un système de coordonnées cartésiennes.

Concernant le maillage, on a opté pour des formes de mailles quadrilatérales. Il est constitué de 31040 mailles avec un nombre de nœuds de 31458, Figure (V.10).

Un raffinement des zones près de la sortie du brûleur a été envisagé pour prendre en compte les fortes variations se déroulant dans ces zones notamment les gradients de

vitesse. La définition de la géométrie et la génération du maillage ont été réalisées à l'aide du mailleur Gambit 2.3.16.

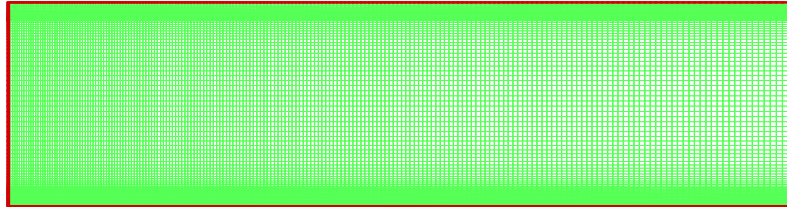


Figure (V.10) : le maillage

Le schéma upwind second ordre est utilisé pour discrétiser les termes convectifs des équations de quantité de mouvement, de l'énergie, l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation l'énergie cinétique turbulente. L'algorithme Simple est utilisé pour la correction vitesse-pression.

Les schémas de discrétisation des différentes variables sont résumés dans le tableau (V.4)

Variable	Schéma
Pression	Standard
Quantité de mouvement	Décentré amont 1 ^{er} ordre
Couplage pression-vitesse	SIMPLE
Energie	Décentré amont 1 ^{er} ordre
Energie cinétique turbulente	Décentré amont 1 ^{er} ordre
Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	Décentré amont 1 ^{er} ordre
Fractions massiques des espèces	Décentré amont 1 ^{er} ordre

Tableau (V.4). Les schémas de discrétisation des différentes variables

5. Discussion des résultats de la simulation :

Dans le bruleur la structure de la flamme dépend de nombreux paramètres : le déflecteur, le tabulateur (taux de rotation de l'air), le rapport de vitesse.. .

Dans cette étude, on s'intéresse à l'effet du dernier paramètre cité. Ainsi, pour la même géométrie particulière considérée, on distingue trois cas qui génèrent trois types de flamme :

Cas A : Fonctionnement avec le rapport de vitesse **A**.

Cas B : Fonctionnement avec le rapport de vitesse **B**.

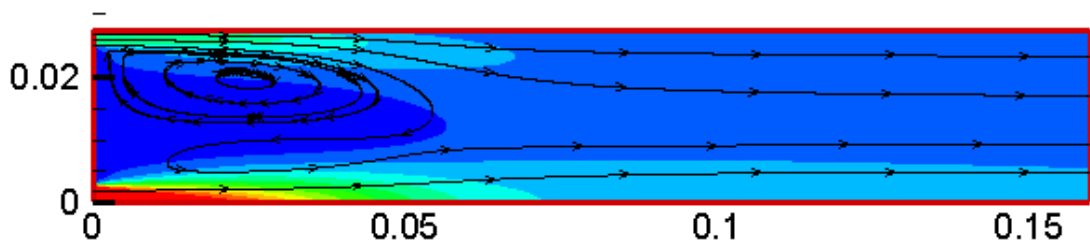
Cas C : Fonctionnement avec le rapport de vitesse **B**

Dans tous les 3 cas on fait la simulation avec et sans combustion.

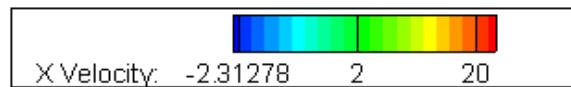
Pour valider nos résultats on va les a comparé avec d'autres résultats qui sont obtenus avec le modèle (modèle de flamme cohérente) pour plus de détail du modèle le lecteur

peut consulter la réf [38]

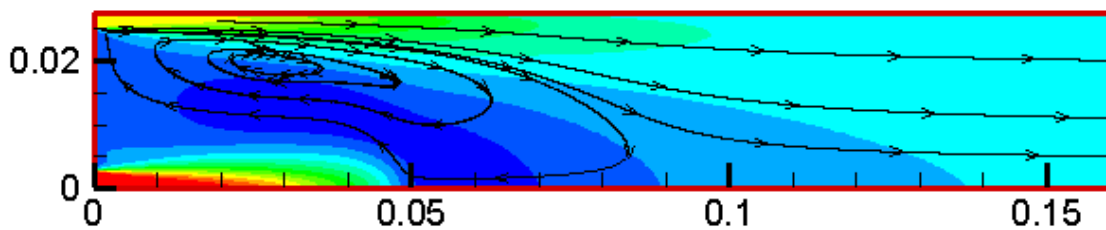
Champs dynamiques :



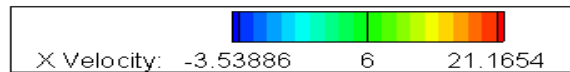
Min=-2.31m/s *Cas A : BR=0.83 et VR=2.8* *max*=21m/s



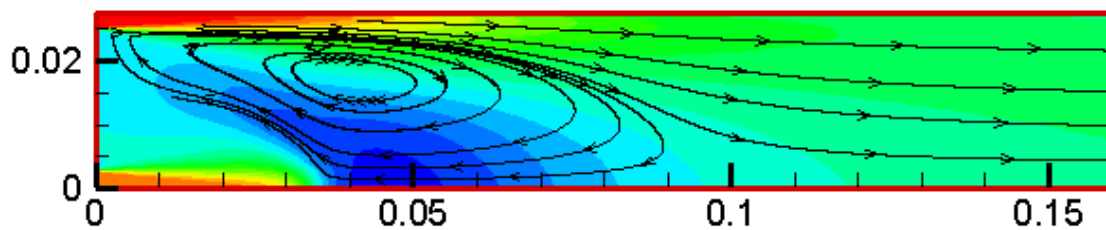
La richesse = 1.304



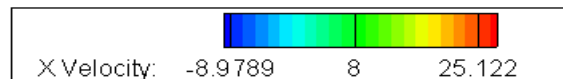
Min=-3.55m/s *Cas B : BR=0.83 et VR=1.4* *max*=21m/s



La richesse = 0.65



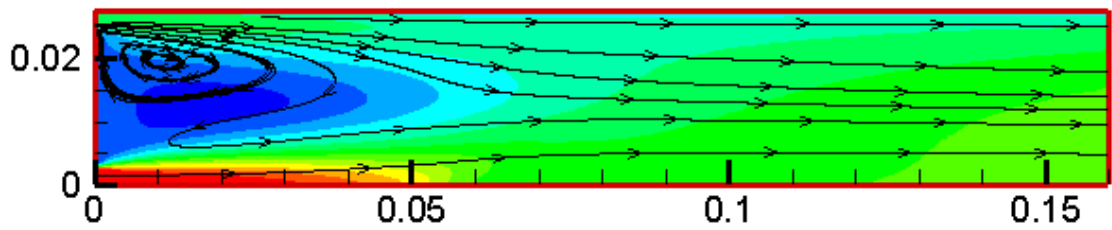
Min=-9.14m/s *Cas C : BR=0.83 et VR=0.84* *max*=25m/s



La richesse = 0.362

Figure (V.11) : les contours de vitesses axiales avec les lignes de courant (sans combustion)

**Avec combustion*

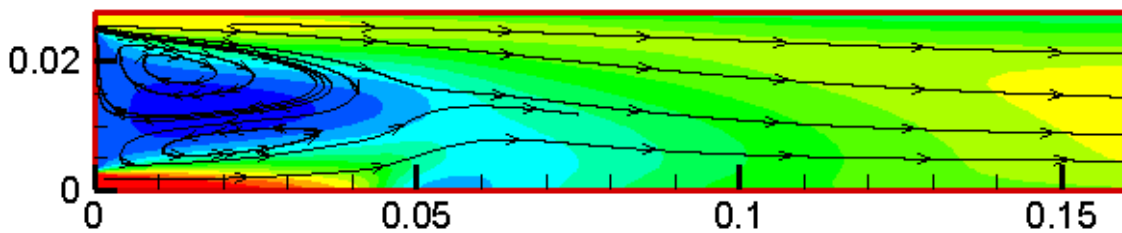
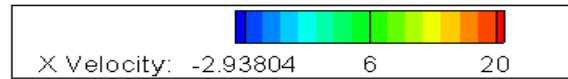


Min=-2.95m/s

Cas A : BR=0.83 et VR=2.8

max=21.4m/s

La richesse =1.304

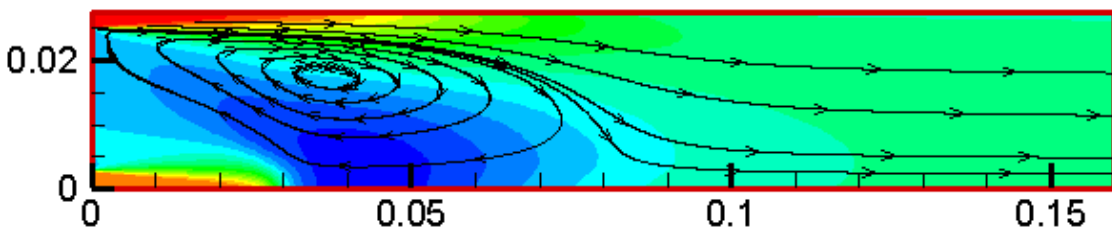
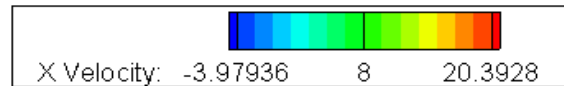


Min=-3.99m/s

Cas B : BR=0.83 et VR=1.4

max=21.3m/s

La richesse =0.65



Min=-7.5m/s

Cas C : BR=0.83 et VR=0.84

max=25.6m/s

La richesse = 0.362

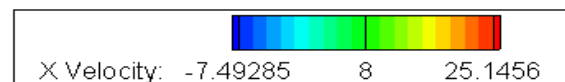
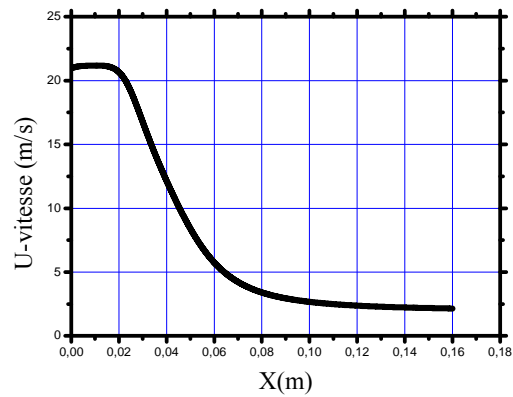
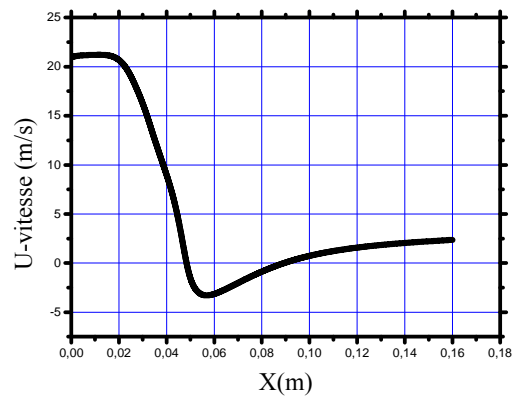


Figure (V.12) : les contours de vitesses axiales (m/s) avec les lignes de courant (avec combustion)



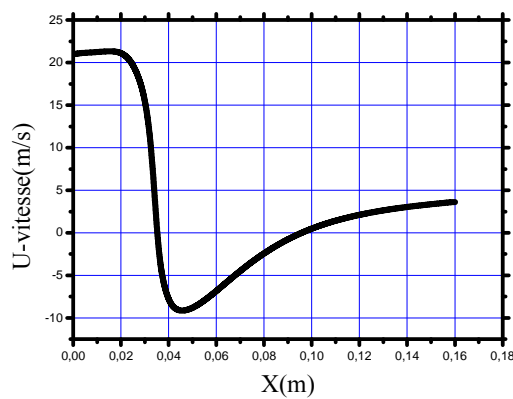
Cas A : $BR=0.83$ et $VR=2.8$

La richesse = 1.304



Cas B : $BR=0.83$ et $VR=1.4$

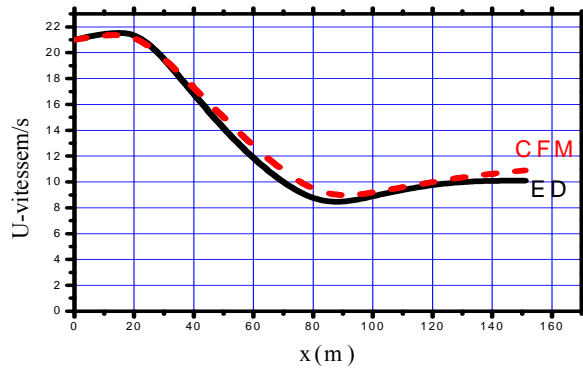
La richesse = 0.65



Cas C : $BR=0.83$ et $VR=0.84$

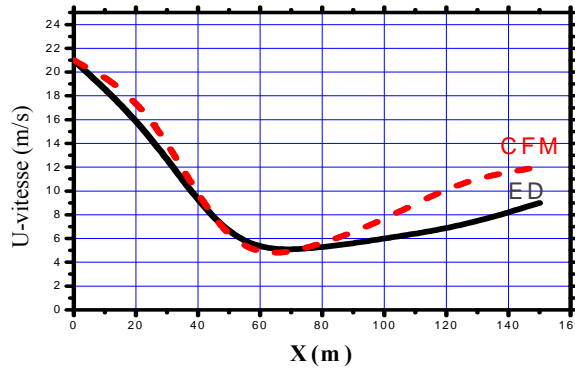
La richesse = 0.362

Figure (V.13) : profils des vitesses axiales à l'axe de symétrie (sans combustion)



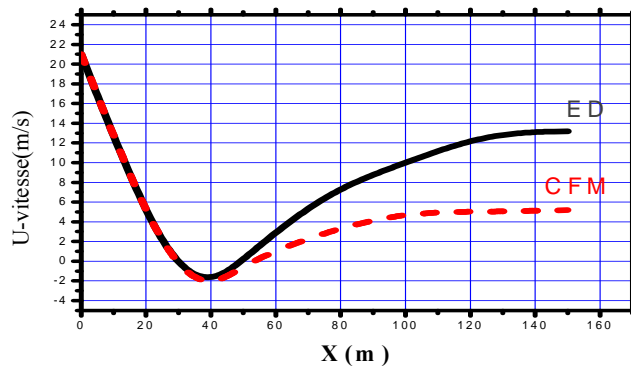
Cas A : $BR=0.83$ et $VR=2.8$

La richesse = 1.304



Cas B : $BR=0.83$ et $VR=1.4$

La richesse = 1.65

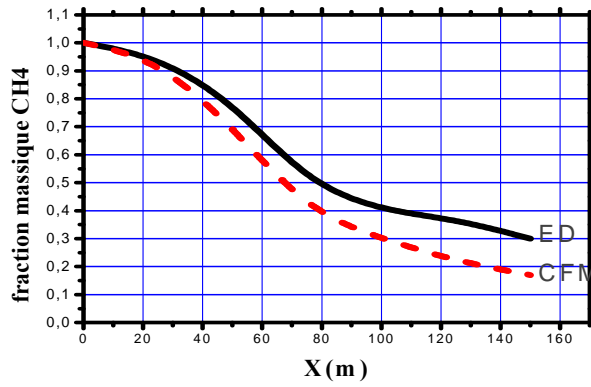


Cas C : $BR=0.83$ et $VR=0.84$

La richesse = 0.362

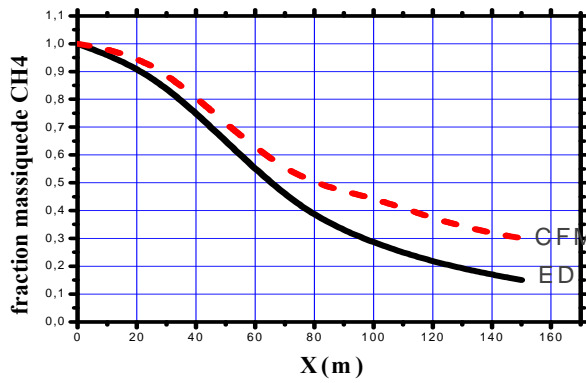
— ED: Eddy dissipation model - - - CFM: Coherent flame model

Figure (V.14) : profils de vitesses axiales à l'axe de symétrie (avec combustion)



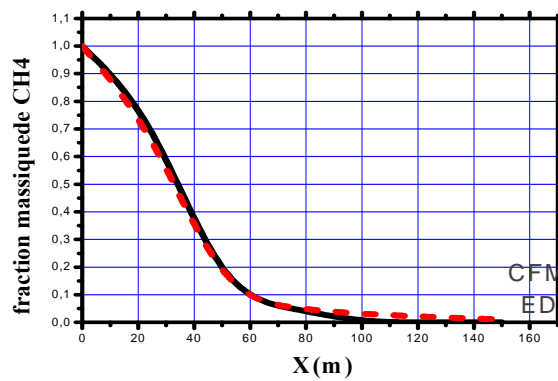
Cas A : $BR=0.83$ et $VR=2.8$

La richesse = 1.304



Cas B : $BR=0.83$ et $VR=1.4$

La richesse = 0.65



Cas C : $BR=0.83$ et $VR=0.84$

La richesse = 0.362

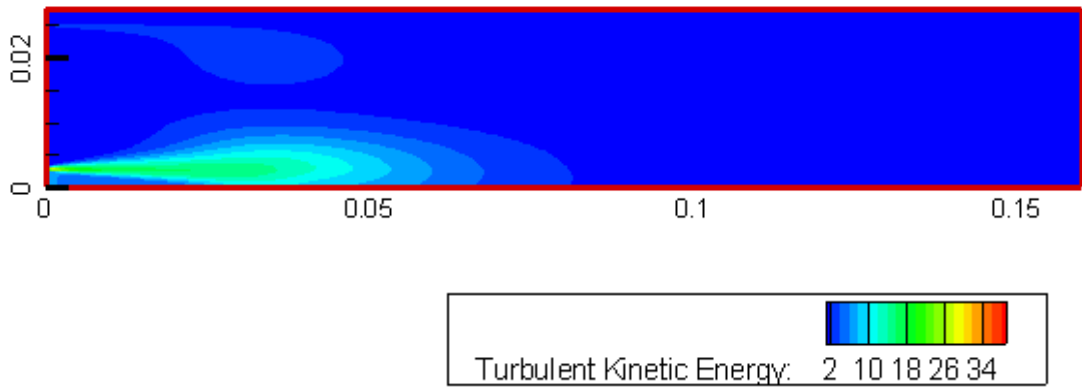
— ED: Eddy dissipation model - - - CFM: Coherent flame model

Figure (V.15) : fraction massique de CH₄ à l'axe de symétrie

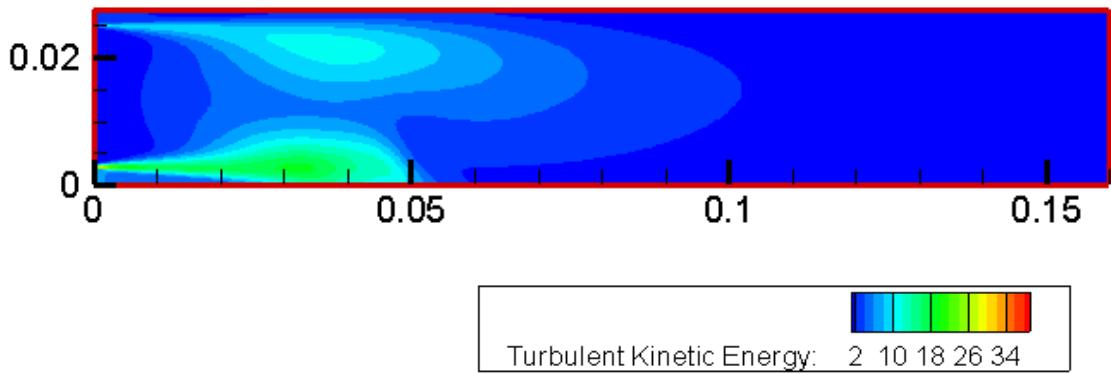
Les figures (V.11) et (V.12) montrent l'évolution de la vitesse axiale dans la chambre de combustion pour un écoulement à froid et pour un écoulement à chaud respectivement. Le changement du rapport de vitesses modifie la structure de flamme dans la chambre de combustion. En effet, pour les trois cas considérés, on remarque la présence d'une zone de recirculation en aval de l'entrée du CH_4 qui a un effet direct sur les contours de la vitesse axiale et la forme des lignes de courant. La taille de cette zone de recirculation s'agrandie et devient proche de l'axe de symétrie pour des rapports de vitesses plus petits. Une accélération de l'écoulement est observée pour les écoulements à chaud, provoquée par l'extension des gaz chauds dus à la combustion.

On remarque les mêmes phénomènes aussi pour les figures (V.13) et (V.14) qui donnent l'évolution de la vitesse le long de l'axe du jet. Une validation est donnée sur la figure (V.14) où la vitesse est étudiée par le modèle de flamme cohérente comparée au modèle que nous avons utilisé (ED). Les deux modèles donnent les mêmes approches sur l'estimation de la vitesse dans la zone de recirculation avec un léger écart en aval de cette zone pour des rapports de vitesses plus petits.

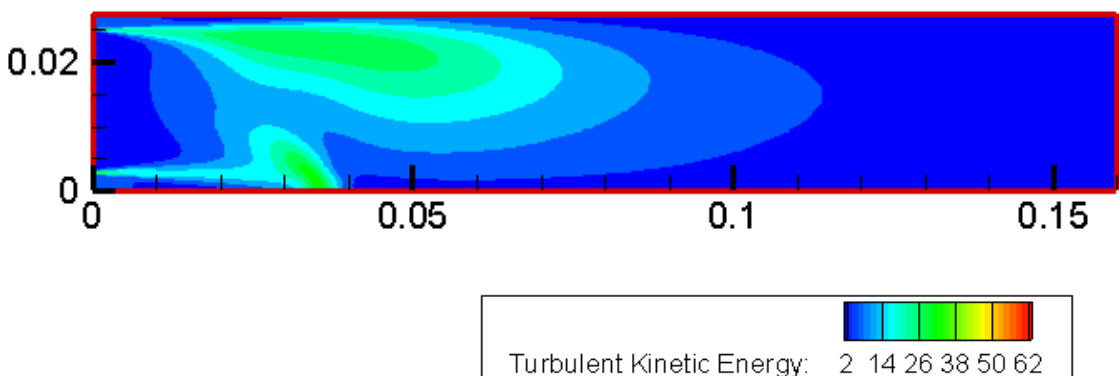
Pour les trois modes de fonctionnement du brûleur, on donne sur la Figure. (V.15), les évolutions des fractions massiques du CH_4 à l'axe de symétrie de la chambre de combustion. On note que la fraction massique du CH_4 diminue rapidement pour un rapport de vitesse petit. Le modèle EDM donne une bonne estimation de la fraction du combustible comparé aux résultats dus au modèle CFM. Le combustible se consomme complètement si le rapport de vitesses diminue et la zone de recirculation se raffine plus et se rapproche de l'entrée de CH_4 .



Cas A : BR=0.83 et VR=2.8

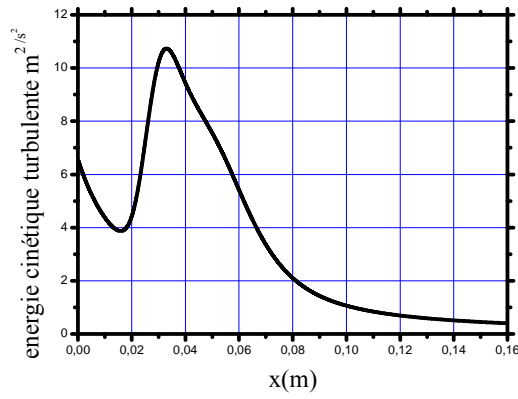


Cas B : BR=0.83 et VR=1.



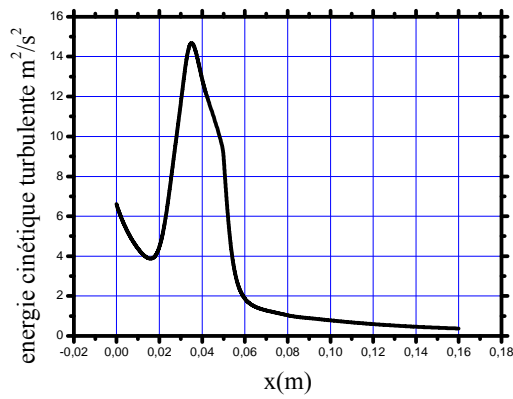
Cas C : BR=0.83 et VR=0.84

Figure (V.16) : les contours de l'énergie cinétique turbulente (m/s^2) (sans combustion)



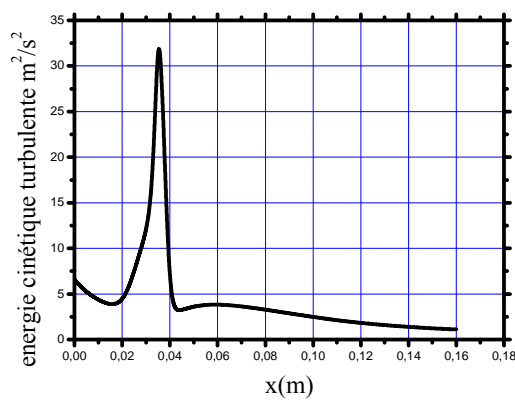
Cas A : BR=0.83 et VR=2.8

La richesse =1.304



Cas B : BR=0.83 et VR=1.4

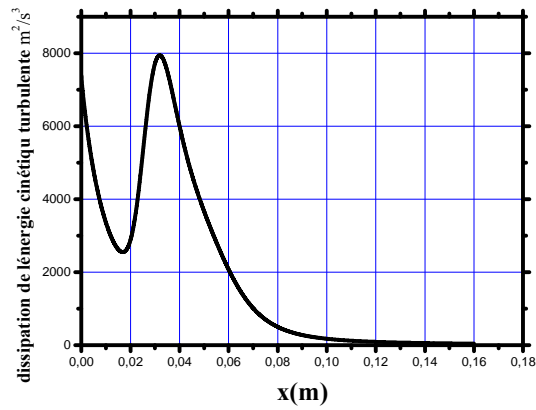
La richesse =0.65



Cas C : BR=0.83 et VR=0.84

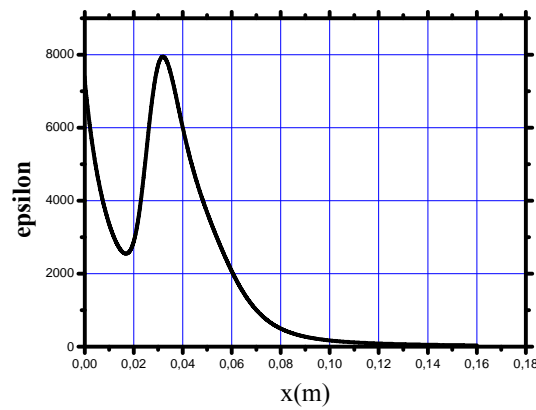
La richesse =0.362

Figure (V.17) : L'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2) à l'axe de symétrie (sans combustion)



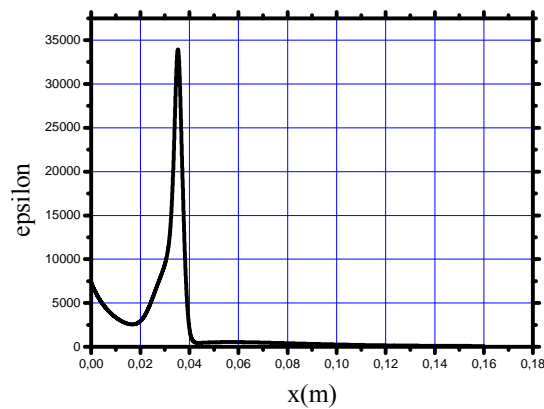
Cas A : BR=0.83 et VR=2.8

La richesse =1.304



Cas A : BR=0.83 et VR=1.4

La richesse =0.65



Cas A : BR=0.83 et VR=0.84

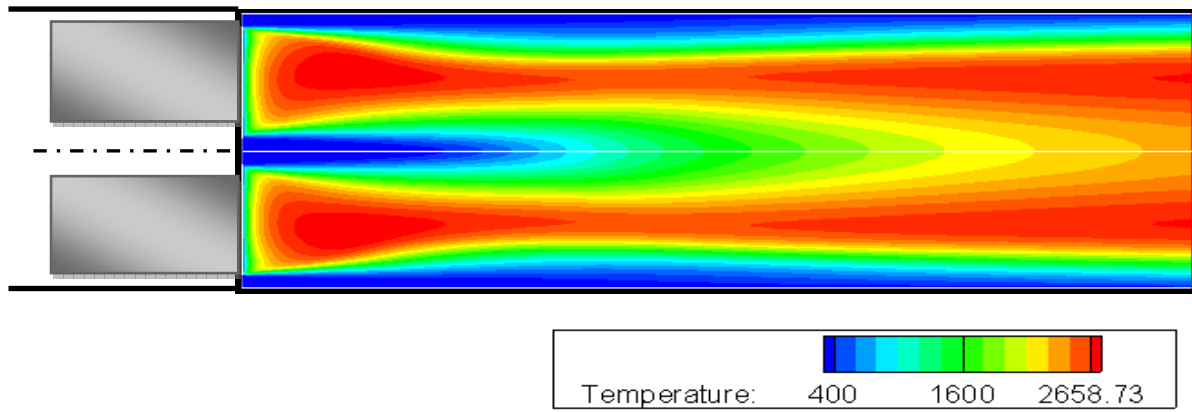
La richesse =0.362

Figure (V.18) : Les taux de dissipation (m^2/s^3) à l'axe de symétrie (sans combustion)

Le champ de l'énergie cinétique turbulente est représenté sur la figure (V.16).

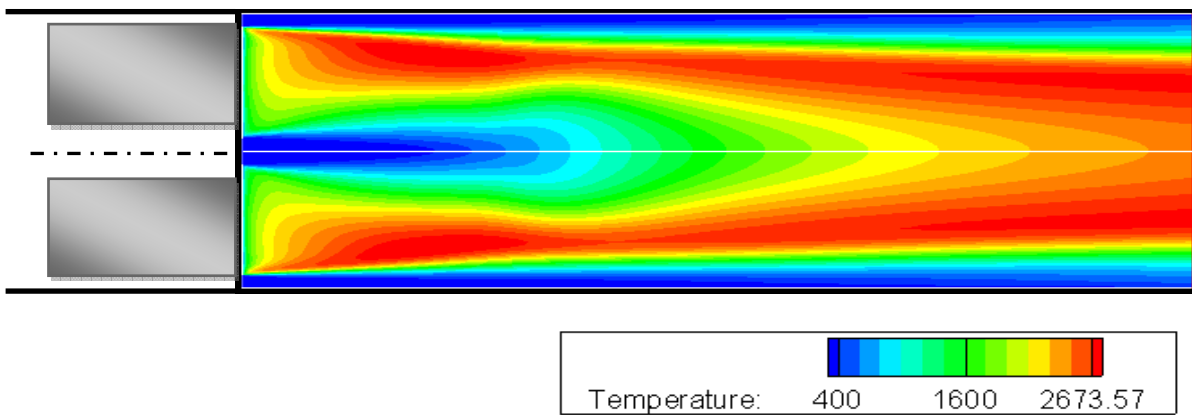
Cette figure montre que l'énergie cinétique turbulente augmente près de la paroi quand la vitesse de l'air augmente, cette augmentation a un effet sur la croissance de l'énergie cinétique turbulente le long de l'axe de symétrie.

On peut voir cette augmentation de l'énergie cinétique turbulente clairement sur la figure (V.17) qui représente les évolutions de l'énergie cinétique turbulente le long de l'axe de symétrie dans les trois cas étudiés A B et C, cette augmentation est liée à l'augmentation de la vitesse de l'air à l'entrée, donc à la réduction du rapport de vitesses. Sa dissipation est donnée par la figure (V.18) où l'énergie turbulente est dissipée mieux pour des VR petits.



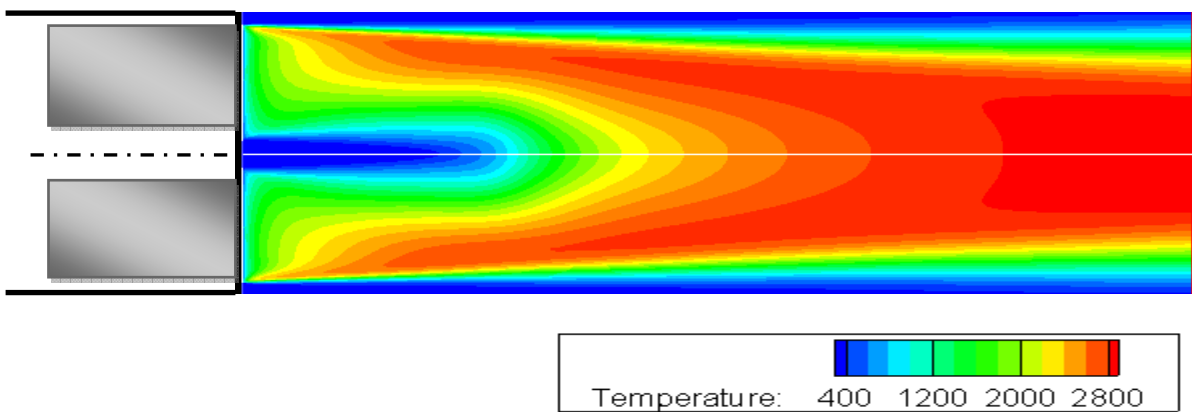
Cas A : BR=0.83 et VR=2.8

La richesse = 1.304



Cas A : BR=0.83 et VR=1.4

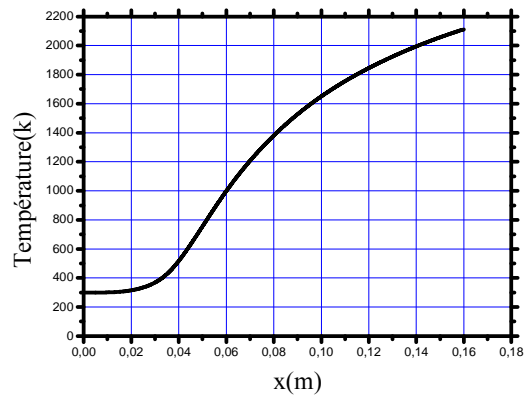
La richesse = 0.65



Cas A : BR=0.83 et VR=0.84

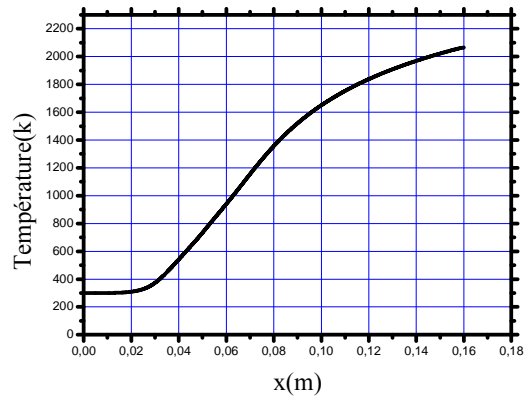
La richesse = 0.362

Figure (V.19) : les contours des températures (K^0) pour les trois cas étudié



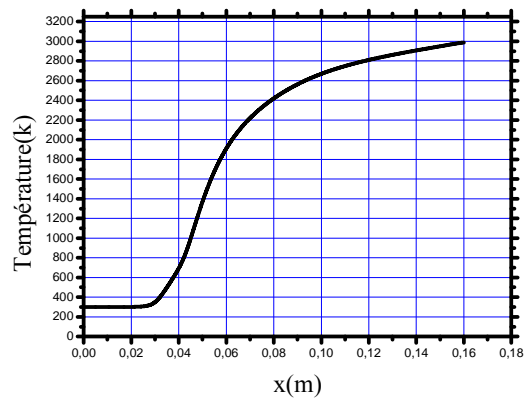
Cas A : $BR=0.83$ et $VR=2.8$

La richesse =1.304



Cas A : $BR=0.83$ et $VR=1.4$

La richesse =0.65

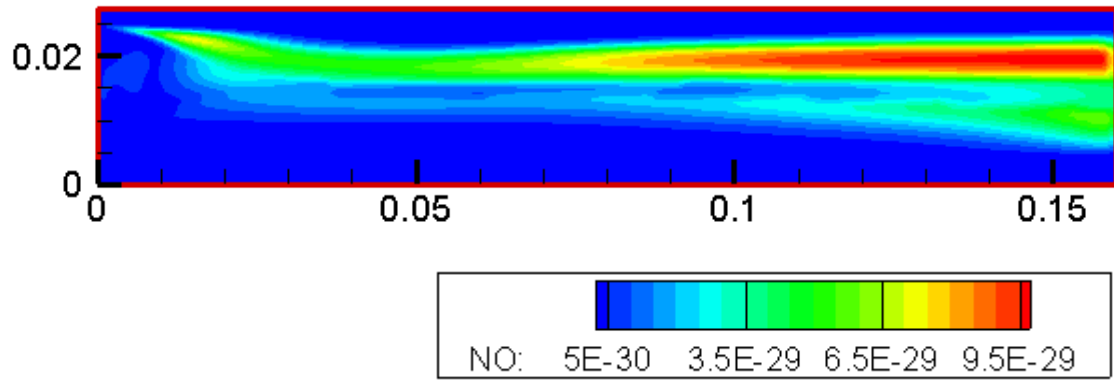


Cas A : $BR=0.83$ et $VR=0.84$

La richesse =0.362

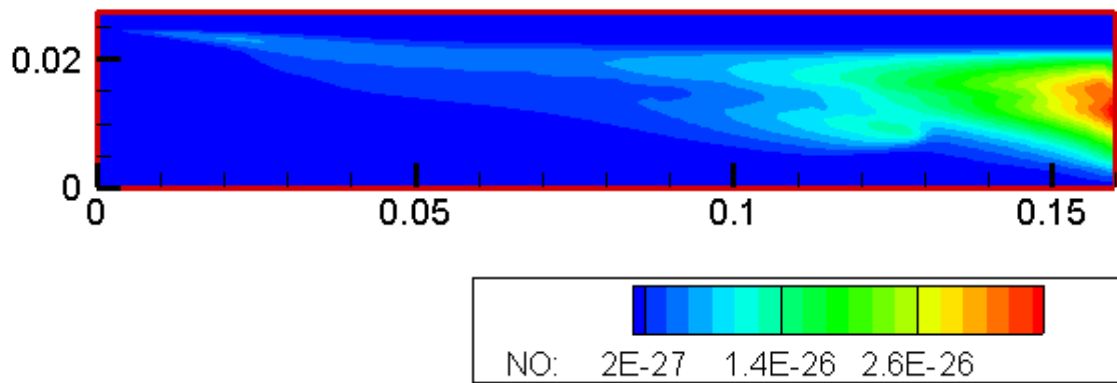
Figure (V.20) : Variation de la température (K^0) le long de l'axe de symétrie cas C

La figure (V.20) montre les visualisations des contours de températures pour les différents VR. Une augmentation plus rapide de la température dans le cas C par rapport aux cas A et B. La température est plus élevée en cas C et alors que la zone des températures chaudes se situent juste derrière les lèvres du brûleur (proche de l'entrée de CH_4). Les valeurs maximales des températures restent surestimées par le modèle utilisé.



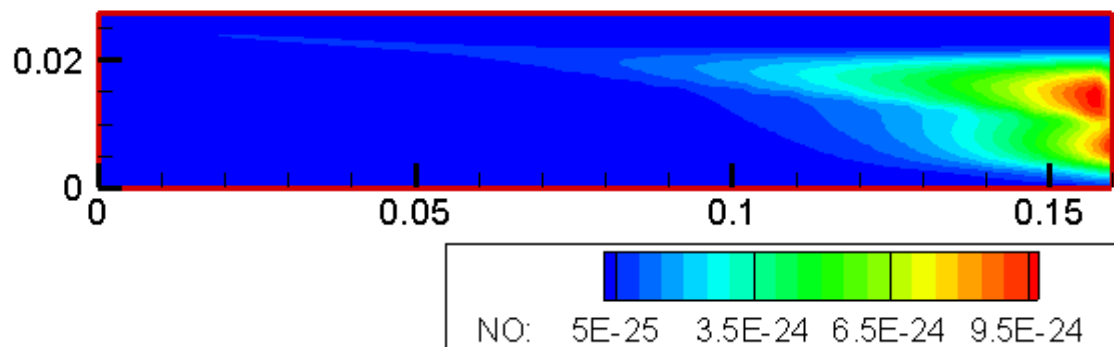
Cas A : BR=0.83 et VR=2.8

La richesse =1.304



Cas B : BR=0.83 et VR=1.4

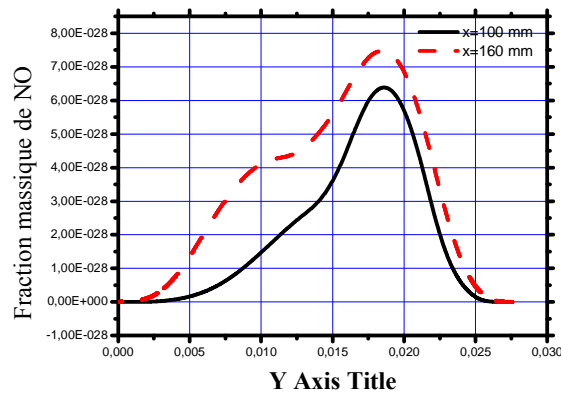
La richesse =0.65



Cas C : BR=0.83 et VR=0.84

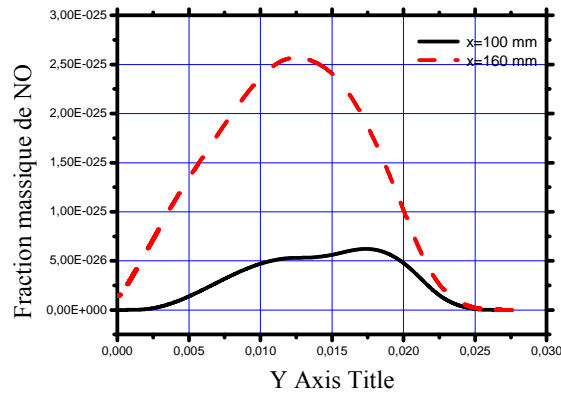
La richesse =0.362

Figure (V.21) : Contours de la fraction massique NO pour un rapport de vitesse variable



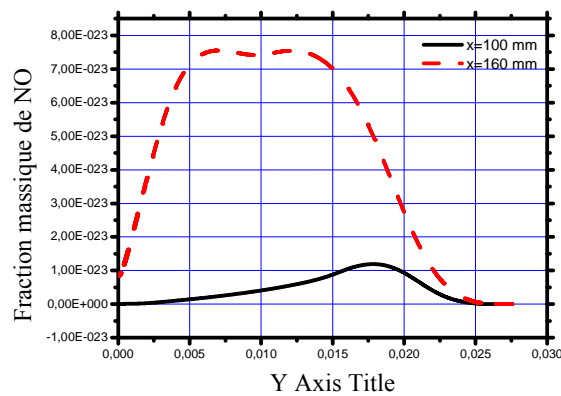
Cas A : $BR=0.83$ et $VR=2.8$

La richesse =1.304



Cas B : $BR=0.83$ et $VR=1.4$

La richesse =0.65

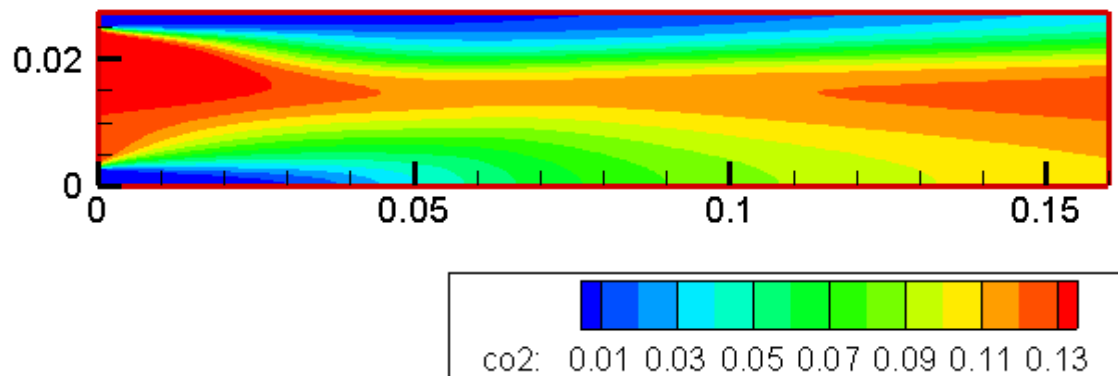


Cas C : $BR=0.83$ et $VR=0.84$

La richesse =0.362

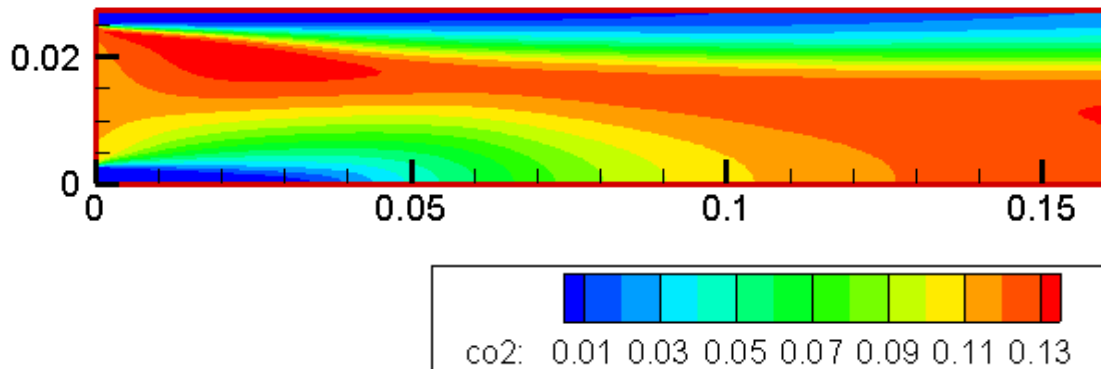
Figure (V.22) : Fractions massiques de NO pour un rapport de vitesse variable

Les figures (V.20) et (V.21) donnent les évolutions de fractions massiques de NO pour un rapport de vitesses variable, On remarque que pour de faibles rapports de vitesses, la plupart de la production des espèces polluantes, se situe près de la sortie du brûleur. Ainsi on constate, aussi, que plus le rapport de vitesses est grand plus la valeur maximale de la fraction massique de NO est grande. Ceci provient du fait que le mélange est riche et que la réaction génère des températures élevées se qui fait augmenter les proportions de NO . En effet, le NO est formé généralement dans la zone des gaz chauds et dépend de la température et du temps de séjour.



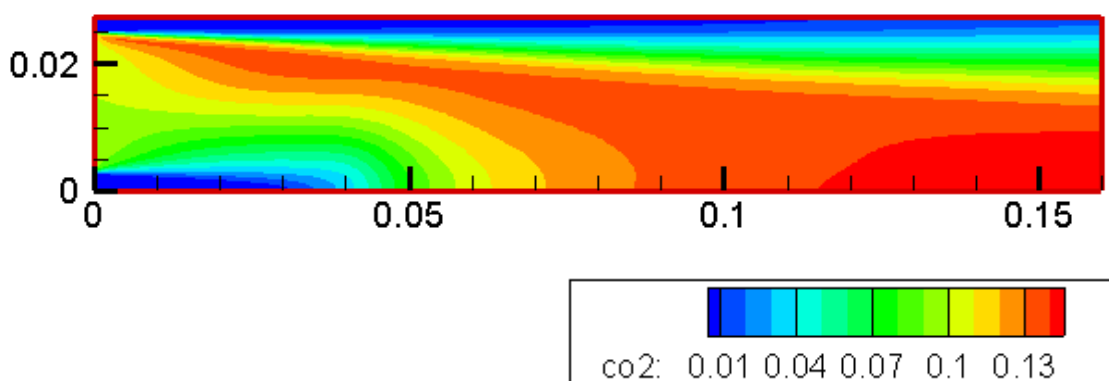
Cas A : $BR=0.83$ et $VR=2.8$

La richesse = 1.304



Cas B : $BR=0.83$ et $VR=1.4$

La richesse = 0.65



Cas C : $BR=0.83$ et $VR=0.84$

La richesse = 0.362

Figure (V.23) : Contours de la fraction massique CO_2 pour un rapport de vitesse variable

Les évolutions de la fraction de CO₂ le long de la chambre de combustion, pour des rapports de vitesses variables sont données sur la figures (V.22) . On constate que les maximas sont identiques pour les trois rapports de vitesses alors que les zones d'occupations du CO₂ sont plus importantes si le rapport de Vitesse diminue.

Conclusion

Les résultats obtenus montrent une forte influence du rapport de vitesse sur la stabilité de la flamme. En effet, on constate que la flamme devient plus stable avec un rapport de vitesses plus petit.

Partie.III

1. L'effet du taux de blocage

On prendra pour cette étude comme condition d'entrée la vitesse du combustible $v_{\text{fuel}}=21\text{m/s}$, et la vitesse d'entrée de l'air $v_{\text{air}}=7.5\text{m/s}$.

On définit le taux de blocage comme le rapport $(D_b/D_a)^2$

	D_b (mm)	D_a (mm)	Taux de blocage $(D_b/D_a)^2$
Cas A	50	55	83%
Cas B	38.5	55	50%
Cas C	13.5	55	6%

Tableau (V.5) : les trois cas étudiés

Les conditions aux limites de la configuration étudiée sont données sur *la figure 2* et sont : les vitesses d'entrée, la pression de sortie, et les parois adiabatiques.

2. Discussion des résultats de la simulation :

Dans cette étude, on s'intéresse à l'effet du taux de blocage. Ainsi, pour le même rapport de vitesse, on distingue trois cas qui génèrent trois types de flamme :

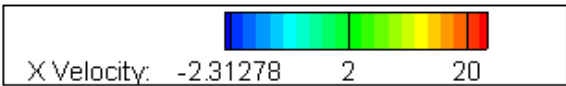
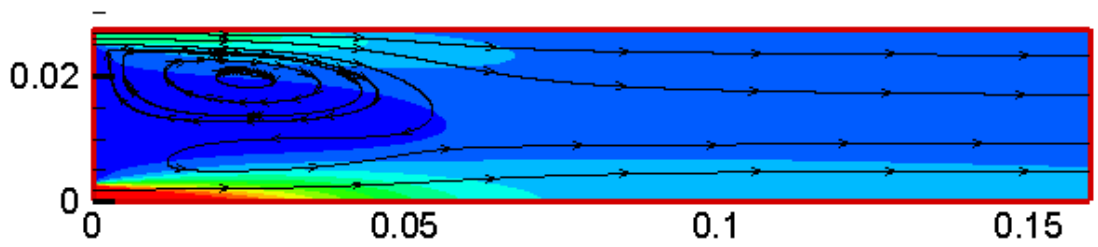
Cas A : Fonctionnement avec le taux de blocage **A**.

Cas B : Fonctionnement avec le taux de blocage **B**.

Cas C : Fonctionnement avec le taux de blocage **B**

Dans tous les 3 cas on fait la simulation avec et sans combustion.

Le champ dynamique

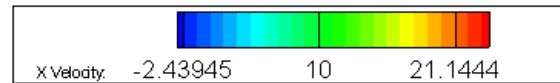
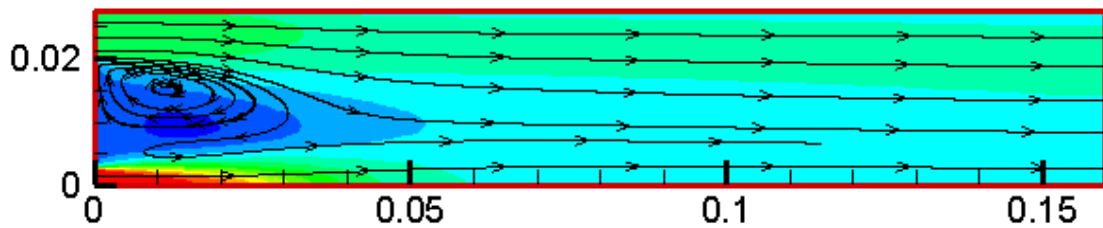


Min= -2.3m/s

Max= 21m/s

Cas A :VR=2.8 BR=83%

la richesse =1.304

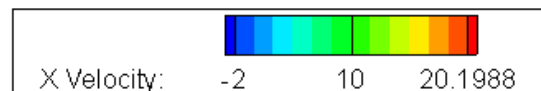
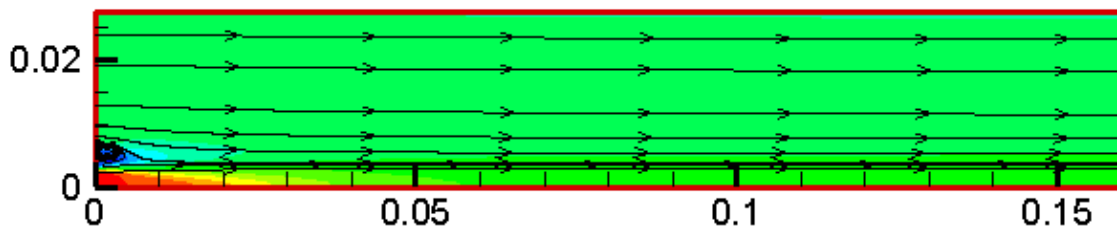


Min= -2.4m/s

Max= 21.2m/s

Cas B :VR=2.8 BR=50%

la richesse =0.4557



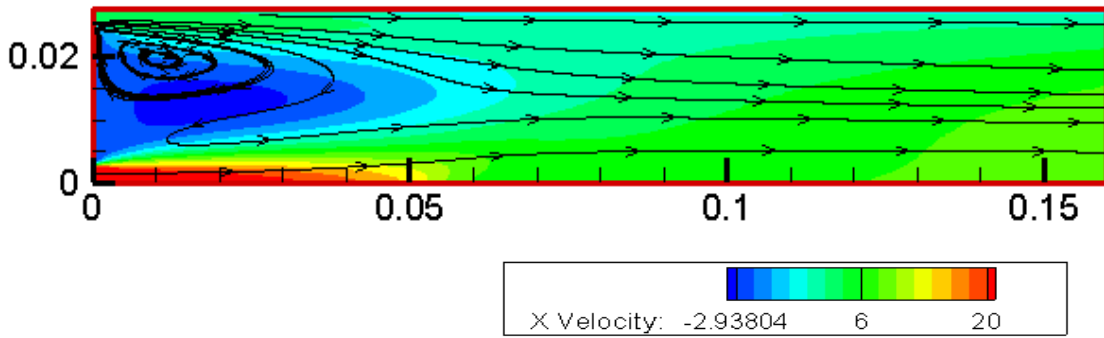
Min= -2m/s

Max= 21m/s

Cas C :VR=2.8 BR=6%

la richesse =0.306

Figure (V.24) : contours de vitesses axiales (m/s) avec les lignes de courant pour un taux de blocage variable sans combustion

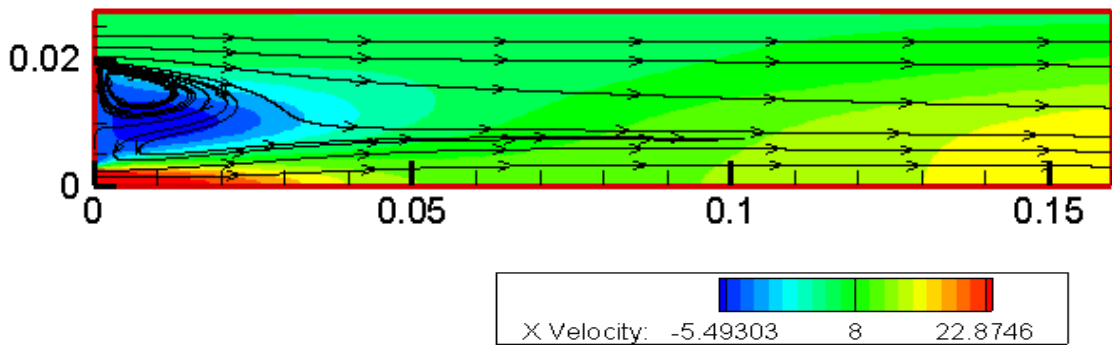


Min= -3m/s

Max= 21m/s

Cas A : VR=2.8 BR=83%

la richesse =1.304

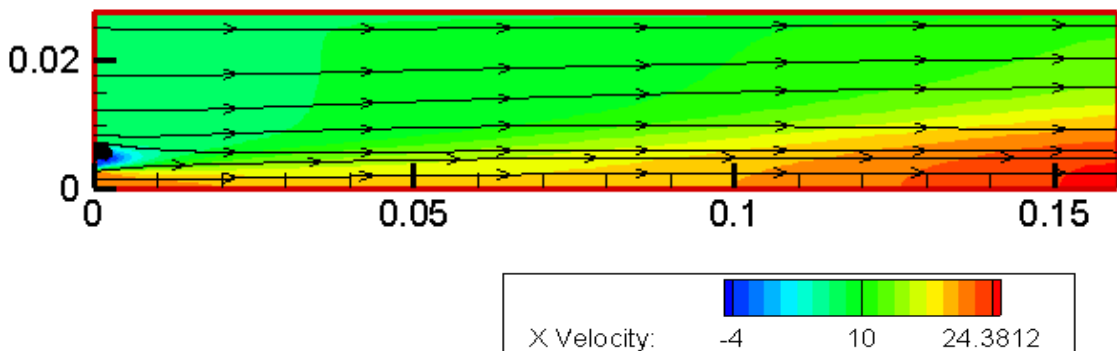


Min= -5.5m/s

Max= 23m/s

Cas B : VR=2.8 BR=50%

la richesse =0.4557



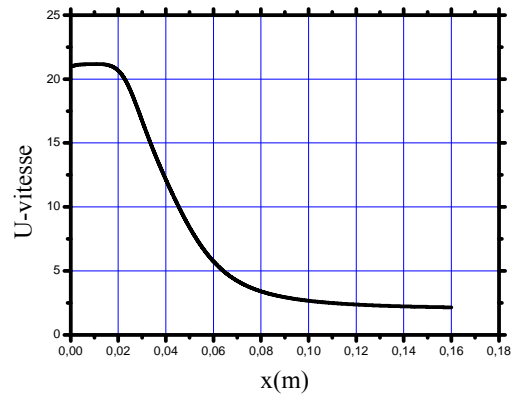
Min= -5m/s

Max= 24.4m/s

Cas C : VR=2.8 BR=6%

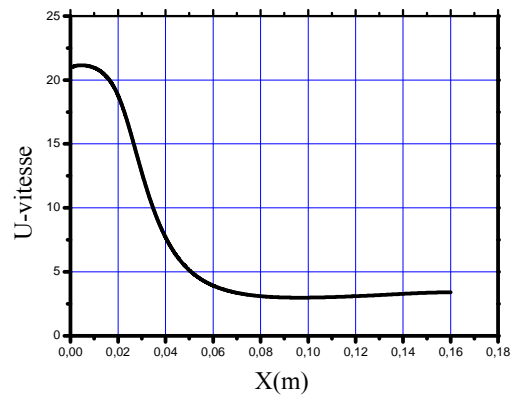
la richesse =0.306

Figure (V.25) : contours de vitesses axiales (m/s) avec les lignes de courant pour un taux de blocage variable avec combustion



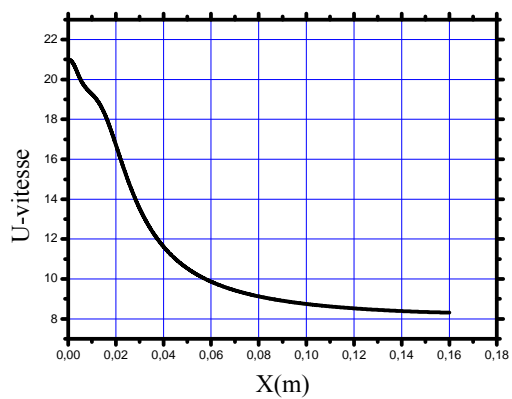
Cas A :VR=2.8 BR=83%

la richesse =1.304



Cas B :VR=2.8 BR=50%

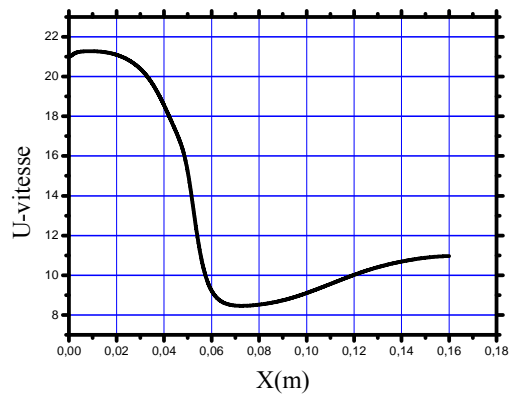
la richesse =0.4557



Cas C :VR=2.8 BR=6%

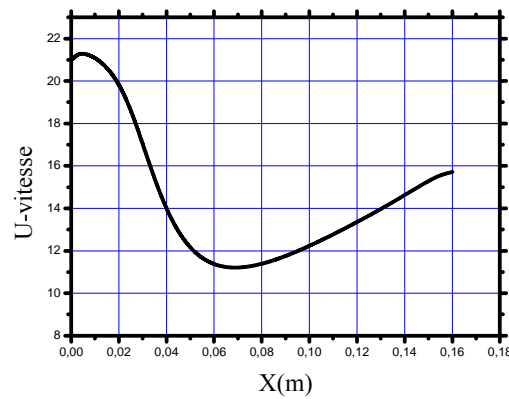
la richesse =0.306

Figure (V.26) profils des vitesses axiales (m/s) à l'axe de symétrie pour un taux de blocage variable sans combustion



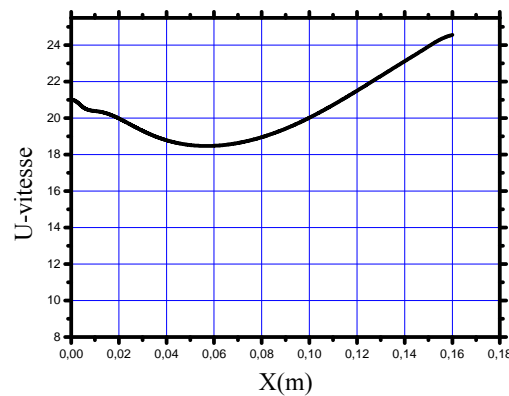
Cas A : VR=2.8 BR=83%

la richesse =1.304



Cas B : VR=2.8 BR=50%

la richesse =0.4557



Cas C : VR=2.8 BR=6%

la richesse =0.306

Figure (V.27) : profils des vitesses axiales (m/s) à l'axe de symétrie pour un taux de blocage variable avec combustion

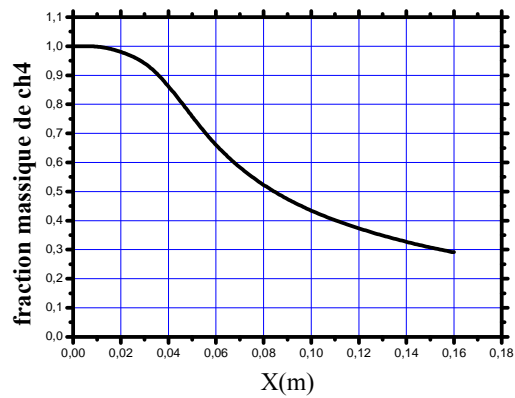
Sur Les figures (V.24) et (V.25) on donne les contours de la vitesse axiale accompagnées par les lignes de courant pour les deux écoulements à froid et à chaud respectivement pour les trois modes de fonctionnement (cas A, cas B et cas C), on peut remarque clairement que la taille de la zone de recirculation devient plus grande avec le cas A où on a un taux de blocage de 83 %. Cette zone devient plus petite avec la réduction du taux de blocage. Plus la zone de recirculation est grande plus elle presse l'écoulement vers l'axe du jet.

Dans le ce cas A l'épanouissement du jet est moins important, la flamme est plus stable et mieux adaptée à la forme de la chambre de combustion. Pour un fonctionnement avec le taux de blocage du cas B et C, l'écoulement développé est plus intéressant en terme d'amélioration du mélange et diminution du taux des imbrûlés.

Les figures (V.26) et (V.27) tracent les évolutions des vitesses axiales sur l'axe de symétrie pour un taux de blocage variable, à froid et à chaud, le cas A présent la meilleure stabilisation de flamme comparée au cas C où la richesse atteint des limites d'inflammabilité inférieures. Le combustible ne brule pas bien figure (V.28) où les flammes ont tendance à être avalées près de l'orifice de l'injection du Méthane. Le champ des températures est montré pour ces cas dans la figure (V.29).

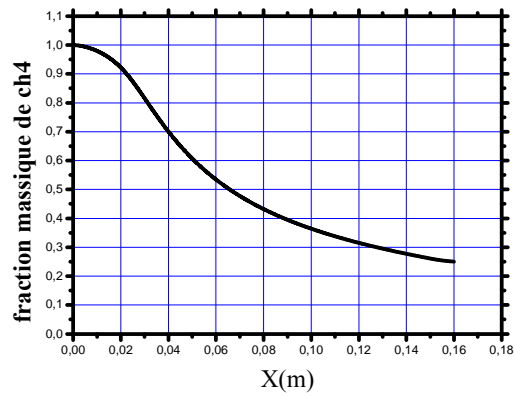
Sur la Figure (V.29), on donne les contours de températures obtenus pour les trois modes de fonctionnement (cas A, cas B et cas C). La figure (V.29, cas A), correspond au cas où le taux de blocage est 83%, elle montre que les champs thermiques sont importants si le taux de blocage est grand. Pour les petits taux de blocage (6%) la flamme est plus au moins soufflée en aval du jet et la température diminue.

La Figure (V.30), donne les contours de la fraction massique de NO obtenus pour les trois modes de fonctionnement (cas A, cas B et cas C). Le NO est formé dans la zone des gaz brûlés. On remarque aussi que la fraction de NO est en fonction de la richesse, et la température. En effet, la fraction de NO diminue avec la diminution de la richesse et augmente dans le cas contraire. La température influence la formation de NO (NO thermique se forme au voisinage de 1800 K).



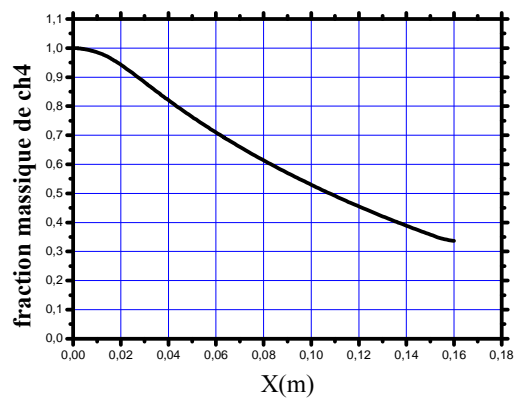
Cas A :VR=2.8 BR=83%

la richesse =1.304



Cas B :VR=2.8 BR=50%

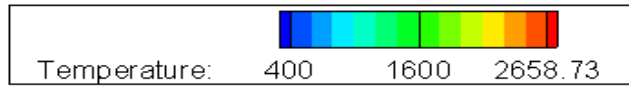
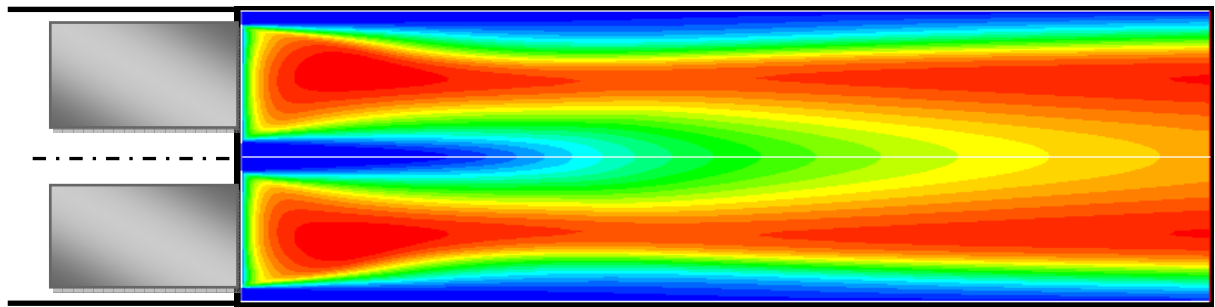
la richesse =0.4557



Cas C :VR=2.8 BR=6%

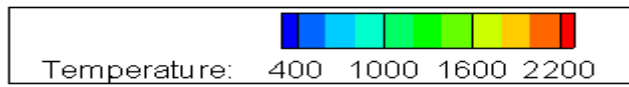
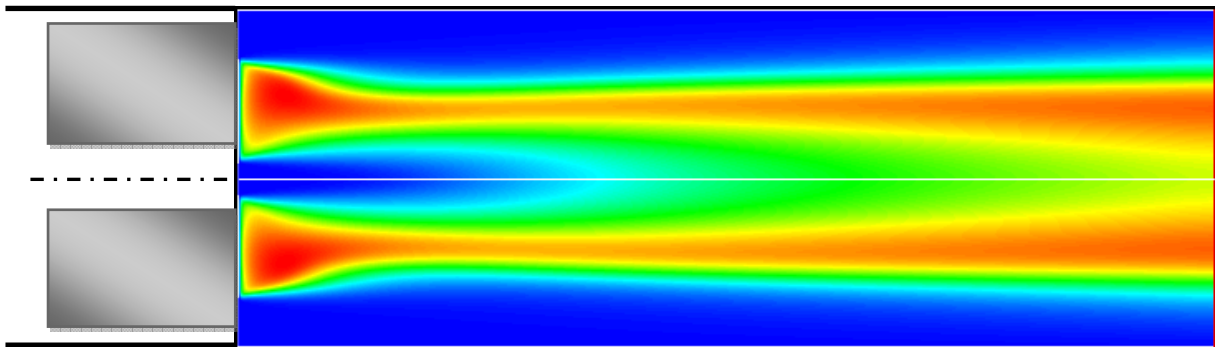
la richesse =0.306

Figure (V.28) : fractions massiques de CH₄ à l'axe de symétrie pour un taux de blocage variable



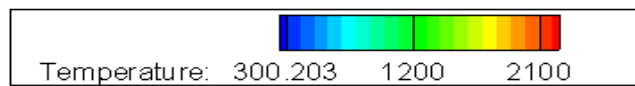
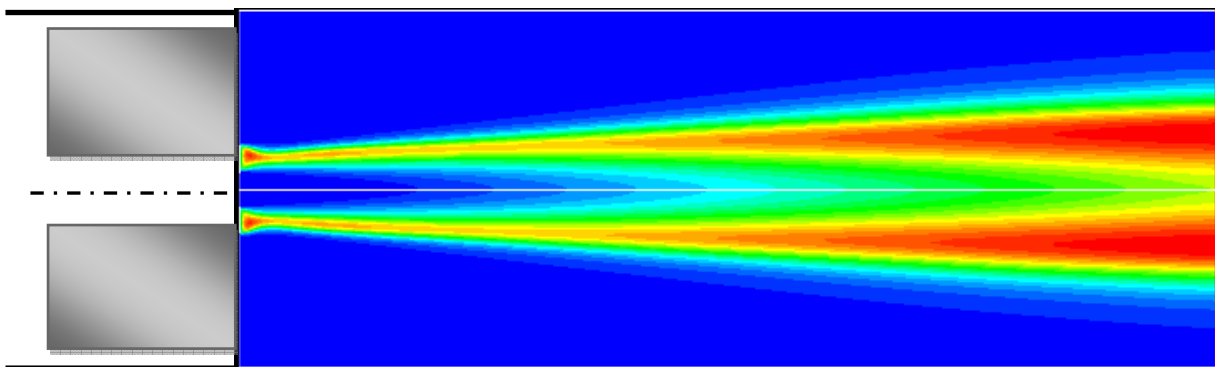
Cas A :VR=2.8 BR=83%

la richesse =1.304



Cas B :VR=2.8 BR=50%

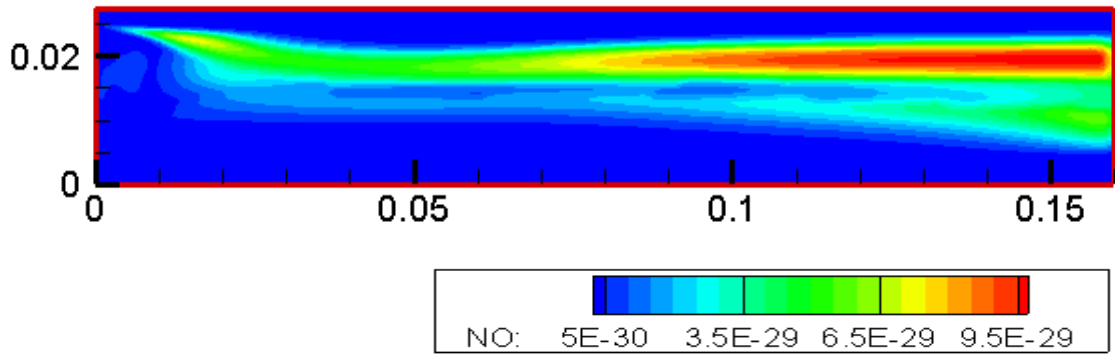
la richesse =0.4557



Cas C :VR=2.8 BR=6%

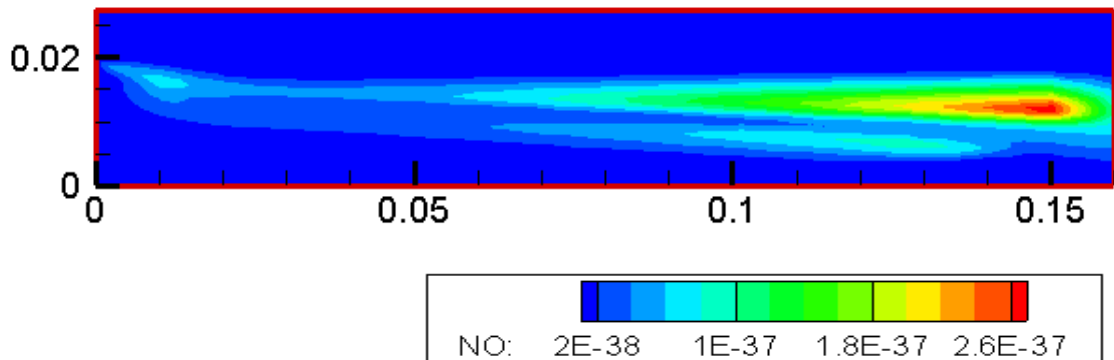
la richesse =0.306

Figure (V.29) : contours de la température (K^0) pour un taux de blocage variable



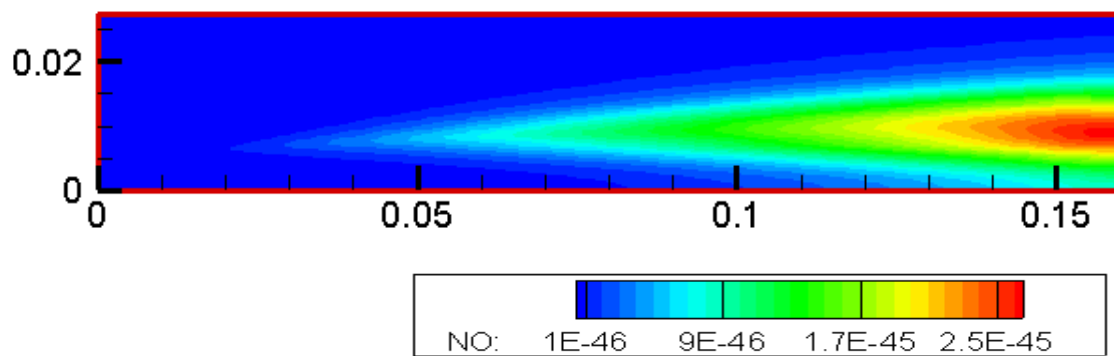
Cas A : VR=2.8 et BR=83%

La richesse =1.304



Cas B :VR=2.8 BR=50%

la richesse =0.4557



Cas C :VR=2.8 BR=6%

la richesse =0.306

Figure (V.30) : contours de la fraction massique de NO pour un taux de blocage variable.



Conclusion générale

Conclusion générale

Cette étude représente une contribution à la modélisation de la combustion turbulente. Cette étude nous a permis de développer une approche numérique simple et efficace permettant de caractériser la stabilisation de la flamme turbulente dans un brûleur type Bluff-Body avec l'effet du taux de blocage et des rapports de vitesses variables à l'entrée et ceux en utilisant le code CFD FLUENT.

La modélisation de la turbulence est considérée, ici, par le modèle de turbulence $k-\epsilon$. Pour la combustion nous avons utilisé un modèle d'Eddy Dissipation (EDM) qui permet de découpler l'aspect de l'écoulement global turbulent de la chimie de la combustion. La méthode de résolution numérique est celle de la méthode des volumes finis (Patankar).

Les objectifs visés par ce travail ont été atteints dans leur majorité. L'analyse du comportement dynamique et thermique de l'écoulement réactif en présence d'un taux de blocage nous a permis d'aboutir à des résultats qui semblent exploitables en matière de fonctionnement, de dimensionnement et de sensibilité aux paramètres géométriques constructives, ainsi qu'aux caractéristiques dynamiques de l'écoulement réactif dans un brûleur type Bluff Body.

Les résultats de calcul pour la géométrie considérée sont en premiers lieux validés par une étude expérimentale utilisant des techniques de diagnostic Laser (Cyrille Lesieur) [17]. Une autre validation numérique est considérée où le modèle de combustion est le modèle de flamme cohérente modèle CFM (Coherent flame model) qui traite les flammes comme une collection d'une ensemble de petite flamme dite flamellette dont la zone de réaction est d'épaisseur très mince. Les résultats numériques obtenus montrent clairement que les performances dynamiques et thermiques sont dépendantes du taux de blocage et le rapport de vitesse.

L'étude a montré, aussi, que la flamme devient plus stable et même l'émission des gaz polluants devient petite par la présence du taux de blocage.

Il a été montré aussi que la flamme est d'une grande stabilité à la réduction de rapport de vitesses mais la température devient plus grande ; En effet les émissions des espèces polluantes comme le NO thermique sont plus élevées que celles correspondant à un rapport de vitesse grand. En perspectives, cette étude peut être complétée avec d'autres études en utilisant le modèle de turbulence LES, et pour la combustion les Modèles de combustion comme le modèle de Probability density function (PDF) on peut aussi utiliser d'autres codes de calcul tel que le CFD CFX pour obtenir d'autres résultats.



Annexes

A. Traitement près des parois

Les écoulements turbulents sont affectés par la présence des parois d'une manière significative. Pour l'écoulement moyen, il doit satisfaire une condition de non glissement. En ce qui concerne l'écoulement turbulent, tout près des parois, l'effet de la viscosité réduit les fluctuations de la vitesse tangentielle parallèle à la paroi, tandis que le blocage cinématique cause l'atténuation des fluctuations normales. Dans la partie extérieure de la région proche de la paroi, la turbulence augmente rapidement à cause de la production de l'énergie cinétique turbulente due aux forts gradients des vitesses moyennes. Le modèle k-ε est principalement valide pour les régions centrales des écoulements. Il a été trouvé que la région proche de la paroi peut être subdivisée en trois couches :

La couche intérieure, dite sous couche visqueuse, où l'écoulement y est laminaire et la viscosité moléculaire joue un rôle dominant. La couche extérieure est complètement turbulente. Entre ces deux couches, il y'a une couche transitoire où il n'y a pas domination de l'un des effets par rapport à l'autre figure(A.1).

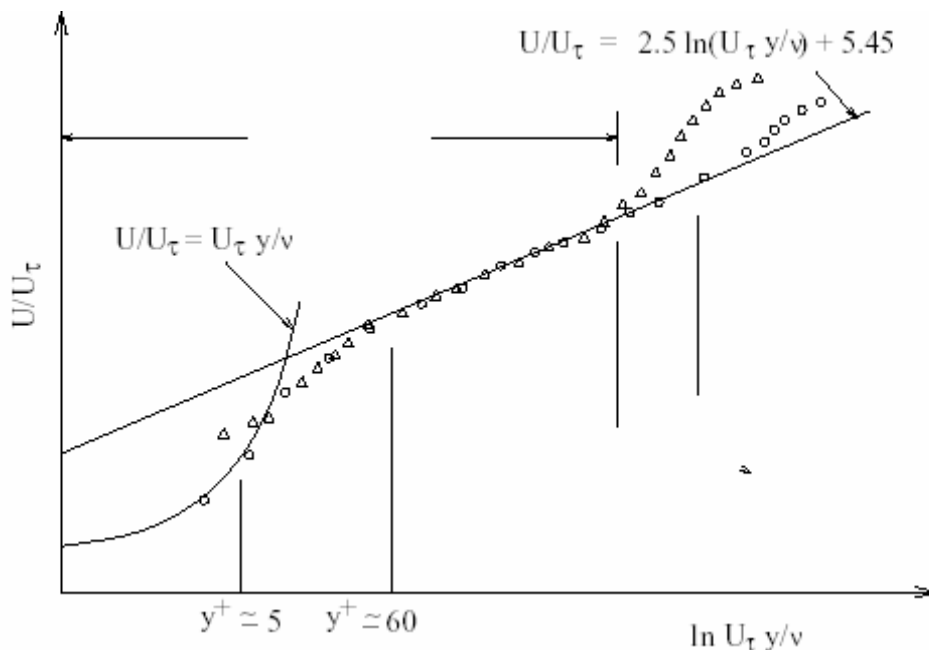


Figure (A.1) : Décomposition de la région proche de la paroi

Il existe deux approches pour modéliser l'écoulement près des parois :

L'une se base sur des formules semi empiriques dites fonctions de paroi pour lier la couche complètement turbulente et la paroi sans tenir compte des autres couches. L'autre consiste à

raffiner le maillage de telle sorte que la distance entre le premier nœud et la paroi soit inférieure à l'épaisseur de la sous couche visqueuse

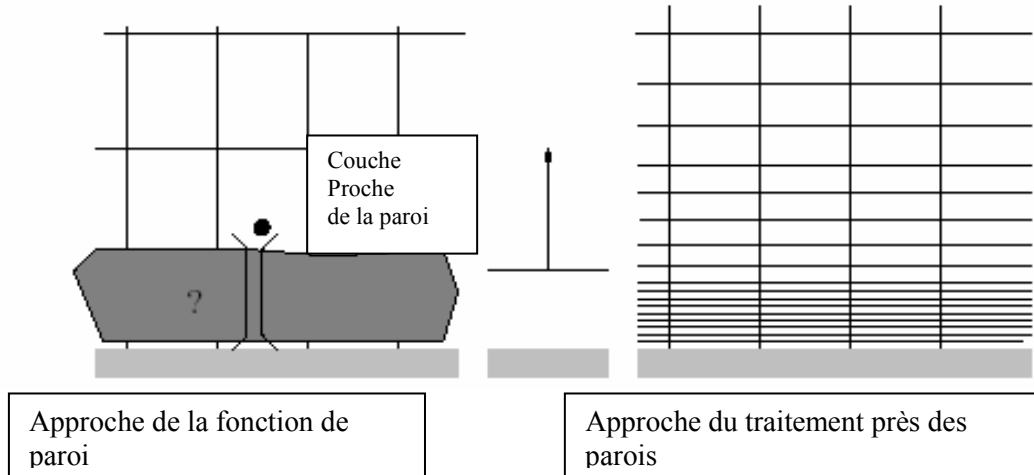


Figure (A.2) : Traitement près des parois dans "Fluent"

1 Fonction de paroi standard

C'est la fonction prise par défaut dans "Fluent". Elle a été proposée par Launder et Spalding (1974).

1.1 Quantité de mouvement

La loi de paroi pour la vitesse moyenne est :

$$U^* = \frac{1}{k} \ln(Ey^*) \quad (\text{A.1})$$

Où :

$$U^* = \frac{U_P C_\mu^{1/4} C_P^{1/2}}{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (\text{A.2})$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} C_P^{1/2} y_p}{\mu} \quad (\text{A.3})$$

K : est la constante de Von Karman (= 0,42) ;

E : constante empirique qui dépend de la rugosité de la paroi, égale par défaut à 9,81 ;

U_p : est la vitesse moyenne du fluide au point p ;

K_p : est l'énergie cinétique turbulente au point p ;

Y_p : est la distance entre le point p et la paroi ;

μ : est la viscosité dynamique du fluide

La loi logarithmique est valide pour $y^* > 30$ à 60 . Pour "Fluent" elle est employée pour $y^* > 11.225$. Dans le cas contraire, une relation linéaire (écoulement laminaire de couette) est utilisée : $U^* = y^*$

A noter que "Fluent" se base beaucoup plus sur la valeur y^* que sur $y^+ (\equiv \rho U_\tau y / \mu)$

Elles sont approximativement les mêmes pour une couche limite turbulente en régime développé.

Dans notre cas, le code de calcul utilise :

- Pour la loi logarithmique $y^* > 11.225$

- Pour les contraintes de cisaillement laminaire $U^* = y^* \quad y^* < 11.225$

1.2 Energie

Pour la température, la modification de T près de la paroi est de la forme

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_p) \rho C_p C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\dot{q}} = \begin{cases} Pr y^* Si : y^* < 11.225 \\ Pr_t \left[\frac{1}{k} \ln(Ey^*) + p \right] Si : y^* < 11.225 \end{cases} \quad (A.4)$$

$$p = 9.24 \left[\left(\frac{Pr}{Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[1 + 0.28 e^{-0.007 Pr / Pr_t} \right] \quad (A.5)$$

k_f : La conductivité thermique du fluide.

ρ : La densité du fluide.

C_p : La chaleur spécifique du fluide.

\dot{q} : Le flux de chaleur de la paroi

T_p : La température près de la paroi

T_w : La température de paroi.

Pr : Le nombre de Prandtl laminaire.

Pr_t : Le nombre de Prandtl turbulent (0,85 sur la paroi).

A : 26 constantes de Van Driest

1.3. Turbulence

Pour les modèles k - ϵ , l'option pour obtenir les conditions aux limites imposées sur la paroi sera :

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \quad (\text{A.6})$$

La production de l'énergie cinétique turbulente G_k et son taux de dissipation ϵ dans les cellules adjacentes aux parois, sont des termes sources dans l'équation k et ϵ , et sont calculés :

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{k \rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p} \quad (\text{A.7})$$

$$\epsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{k y_p} \quad (\text{A.8})$$

1.4. Espèces chimiques

Pour le transport des espèces chimiques la loi est de la forme suivante :

$$Y_i^* \equiv \frac{(Y_{i,w} - Y_i) \rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{j_{i,w}} = \begin{cases} Sc y^* & y^* < 11.225 \\ Sc_t \left[\frac{1}{k} \ln(Ey^*) + P_c \right] & y^* > 11.225 \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

Avec : Sc et Sc_t les nombres de Schmidt : laminaire et turbulent

$J_{i,w}$ est la diffusion du flux des espèces i à la paroi

P_c est calculé de la même manière que P dans l'équation d'énergie. La seule différence est la prise en compte du nombre de Schmidt au lieu de celui de Prandtl

2. Conditions aux limites (CL)

Dans le cas général on dispose de quatre types de conditions aux limites :

a)- A l'entrée du domaine : on connaît généralement la valeur du champ Φ .

b)- A la sortie du domaine : il est habituellement satisfaisant de supposer que le flux de diffusion est égal à zéro (régime établi) dans le sens du courant.

c)- Paroi : au niveau des parois on peut connaître la valeur de la variable Φ . On peut aussi connaître plusieurs autres grandeurs physiques, telles que : si Φ représente le champ de température par exemple, on peut avoir comme donnée la valeur du flux de chaleur de la paroi et le coefficient externe de convection.

d)- Sur l'axe de symétrie : le gradient de la variable suivant la direction perpendiculaire à l'axe de symétrie est nul

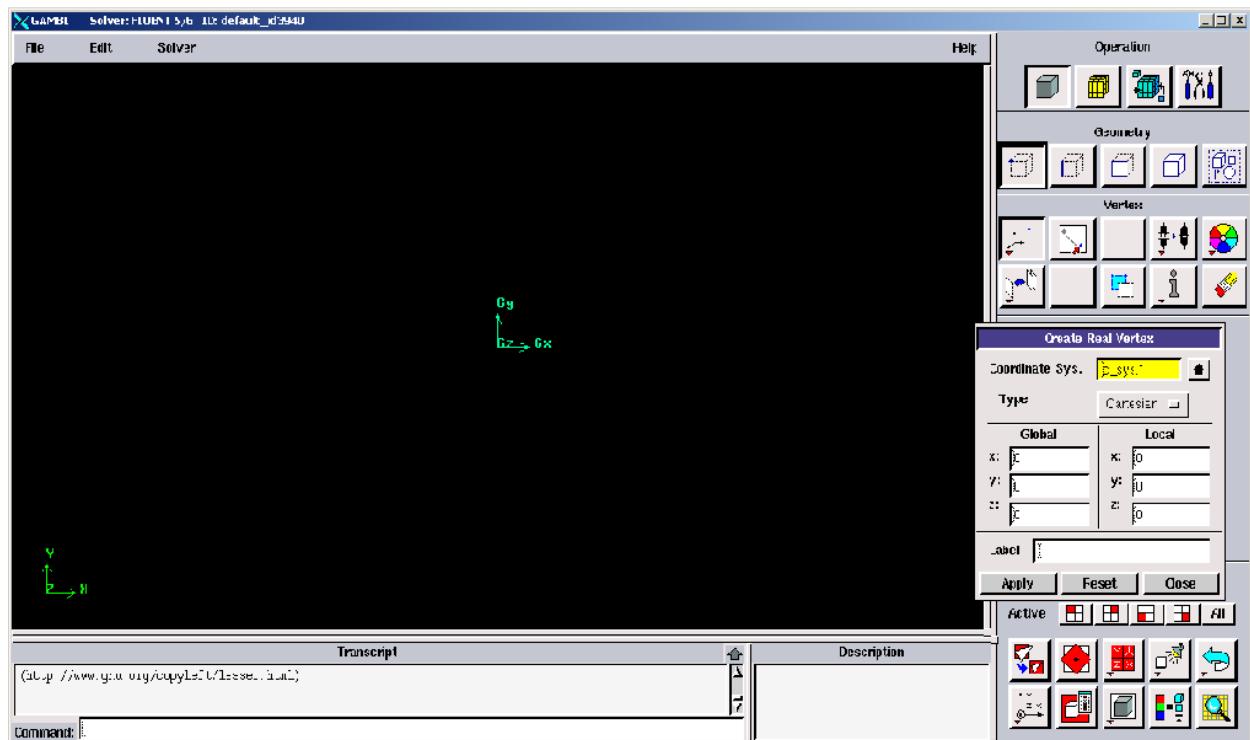
B. Préprocesseur GAMBIT :

C'est un préprocesseur intégré pour l'analyse en CFD (Computational Fluid Dynamics). Il peut être utilisé pour construire une géométrie et lui générer un maillage. Eventuellement, une géométrie d'un autre logiciel de CAO peut être importée dans ce préprocesseur.

Les options de génération de maillage de gambit offrent une flexibilité de choix. On peut décomposer la géométrie en plusieurs parties pour générer un maillage structuré. Sinon, gambit génère automatiquement un maillage non structuré adapté au type de géométrie construite. Avec les outils de vérification du maillage, les défauts sont facilement détectés.

1. Interface de GAMBIT :

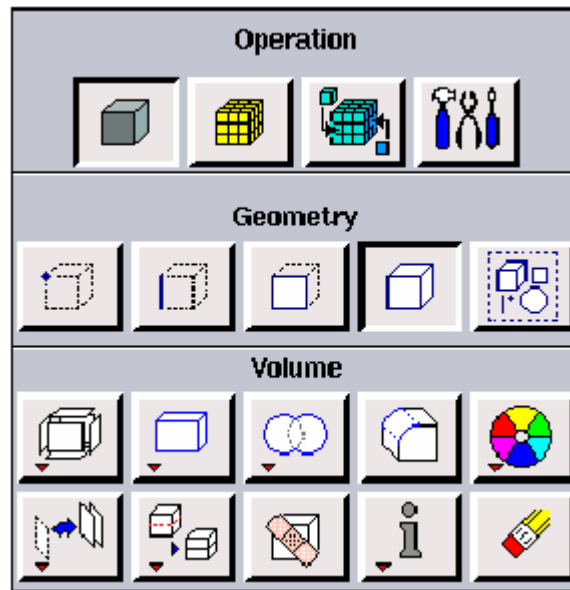
C'est une interface facile à manipuler. Elle est décomposée en plusieurs parties (figure A.1)



Figure(B.1): Interface de Gambit

a. Fenêtre d'outils d'opération :

Chaque bouton de cette fenêtre correspond à une fonction bien définie (figure A.2).



Figure(B.2): fenêtre d'outils d'opération

a.1. Construction de la géométrie :

Elle est créée à partir de points, de cotés, de surfaces, de volumes ou d'un groupe de tous ces éléments. On peut effectuer des opérations d'union, d'intersection, de séparation d'effacement de décomposition.

a.2. Génération de maillage :

Cette fonction permet la génération de tous types de maillage, la manipulation du maillage généré et la création d'une couche limite s'il y a lieu.

a.3. Incorporation des conditions aux limites :

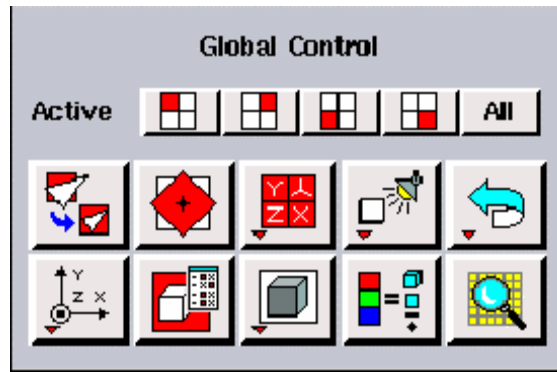
Plusieurs types de conditions aux limites sont disponibles selon le problème traité. A noter que l'espace maillé est pris par défaut comme étant fluide.

a.4. Boutons d'outils :

Ils permettent de spécifier le système de coordonnées par exemple ou d'autres opérations spécifiques.

b. Fenêtre de contrôle global :

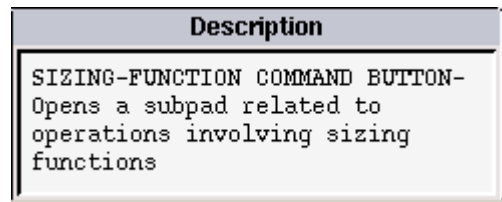
Elle concerne l'orientation, l'affichage, la lumière et la vérification du maillage (figure A.3).



Figure(B.3): fenêtre de contrôle global

c. fenêtre des descriptions :

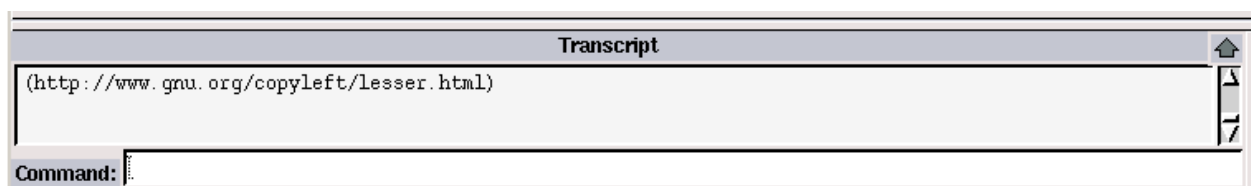
Elle décrit la fonction de l'icône sur laquelle se trouve le curseur de la souris (figure A.4)



Figure(B.4): fenêtre des descriptions

d. Fenêtre de la liste des commandes :

Elle contient la liste des commandes antérieures. Si nécessaire, on peut ajouter une commande écrite pour être exécutée (figure B.5).



Figure(B.5): fenêtre de la liste des commandes

2. Code FLUENT :

Fluent est un programme informatique conçu pour la simulation des écoulements de fluide et du transfert de chaleur dans des géométries complexes. Il présente une grande flexibilité d'adaptation avec n'importe quel type de maillage. Il permet le raffinement du maillage en

fonction des conditions aux limites, des dimensions et même des résultats déjà obtenus. Cela est très utile dans les régions à gradients importants (couches limites, couches à cisaillement libre).

Fluent est écrit en langage C. il emploie toute la flexibilité et la puissance qu'offre ce langage. Il a une architecture serveur client nécessaire au calcul parallèle sur plusieurs machines.

Fluent dispose d'un outil de graphisme pour l'affichage des résultats et leur exploitation. On peut aussi exporter les résultats vers un autre logiciel de graphisme.

Enfin, l'option UDF permet de résoudre des équations additionnelles ou des termes sources additionnels définis par l'utilisateur.

B.3. Interface du code fluent :

On peut démarrer 4 versions de fluent : 2D, 3D, 2DDP, 3DDP ayant la même interface (figure A.6).

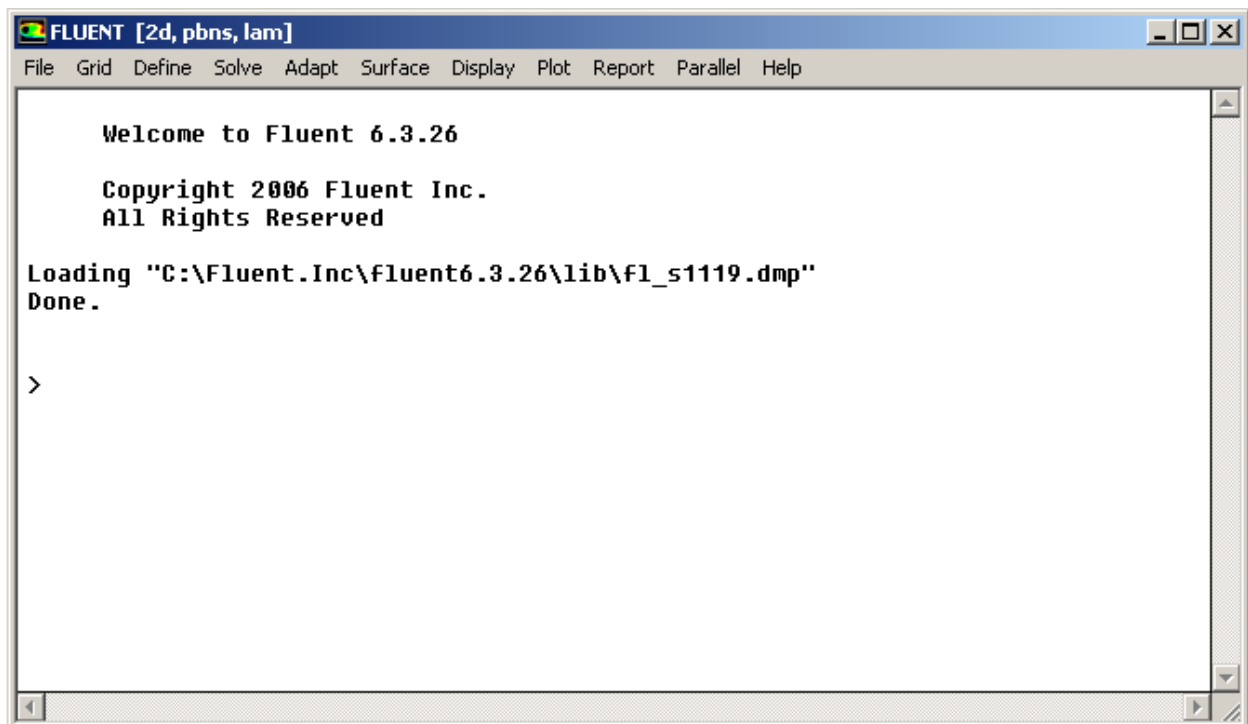


Figure (B.6) : Interface de Fluent

Les fonctions disponibles pour la procédure numérique sont :

File : pour les opérations concernant les fichiers : lecture, sauvegarde, importation...

Grid : pour la vérification et la manipulation du maillage et de la géométrie.

Define : pour définir les phénomènes physiques, les matériaux et les conditions aux limites.

Solve : pour choisir les équations à résoudre, les schémas de discrétisation, les facteurs de sous relaxation, les critères de convergence et pour initialiser et procéder au calcul.

Adapt : pour l'adaptation u maillage selon plusieurs paramètres.

Surface : pour créer des points des lignes et des plans nécessaires à l'affichage des résultats.

Display et plot : pour l'exploitation des résultats.

Report : pour afficher des rapports contenant les détails du problème traité.

Parallel : pour le calcul parallèle.

Help : pour l'exploitation du contenu du code.

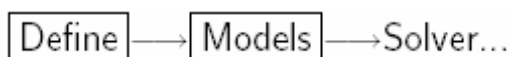
Procédure de Résolution

Etape 1.

Un fichier de données (extension .cas) est crée suite à la lecture du fichier contenant les détails de la géométrie (extension .msh), après vérification du maillage, on passe au type de solveur.

Etape 2.

Menu "define"



Pour notre cas, c'est un solveur découplé avec une formulation implicite pour un cas axisymétrique et un écoulement stationnaire et une vitesse absolue, valider en cliquant sur OK. D'autres équations peuvent être rajoutées selon les phénomènes étudiés (transfert de chaleur, combustion, multi phases ...).

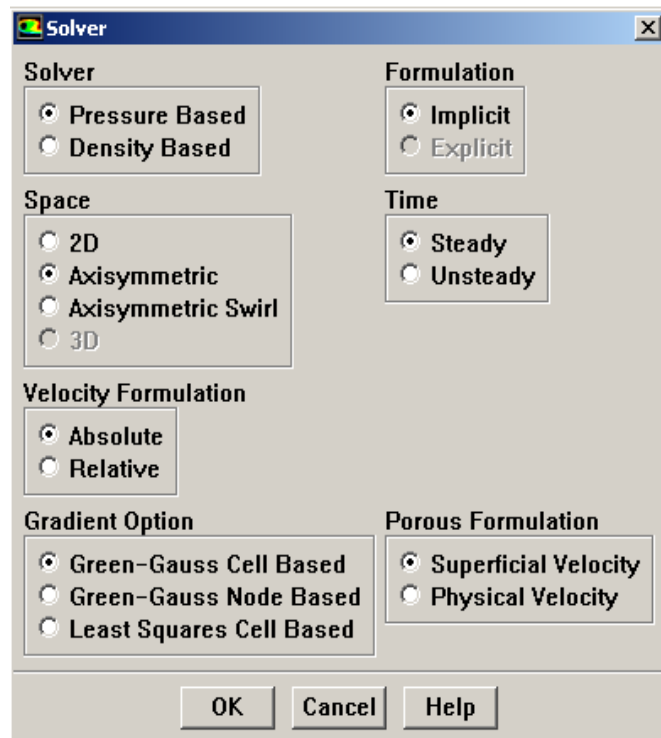


Figure (B.7) : Solveur

Etape 3.

Define → Models → Viscous..

C'est le modèle k-ε avec l'option fonction de paroi (wall-function). Cette étape représente une approche pour modéliser l'écoulement près des parois.

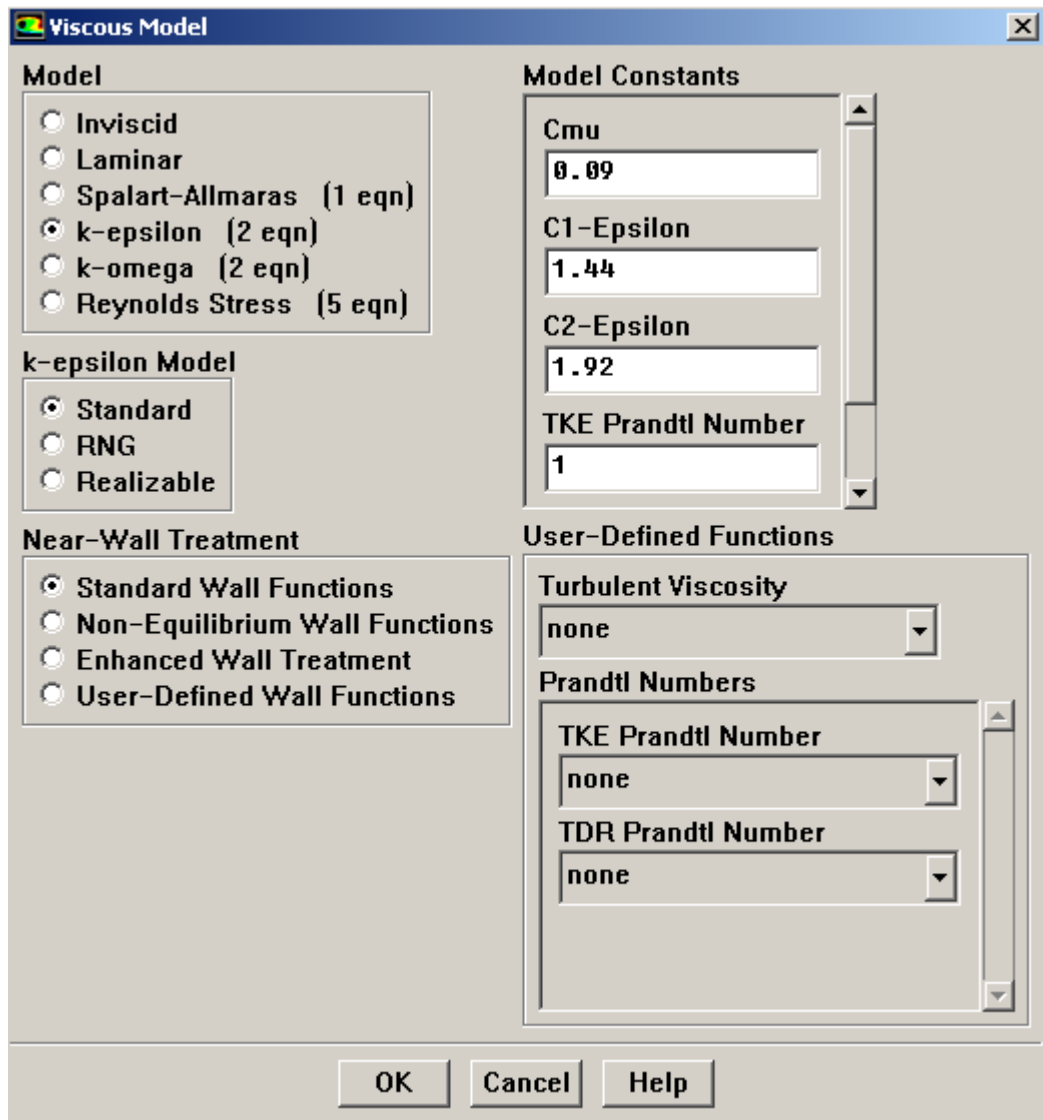


Figure (B.8) : Le modèle de la turbulence

Etape 4.

Define → Models → Energy...

Formulation de l'équation d'énergie

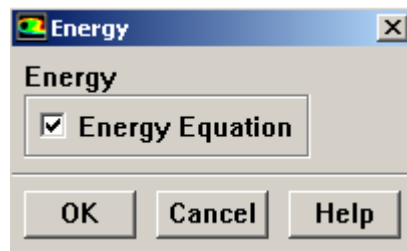


Figure (B.9) : Equation d'énergie

Etape 5.

Define → Models → Species...

Le modèle de transport des espèces chimiques, avec une réaction volumétrique Eddy-dissipation pour la modélisation du taux de réaction.

Pour avoir une combustion froide on doit désactiver la réaction volumétrique

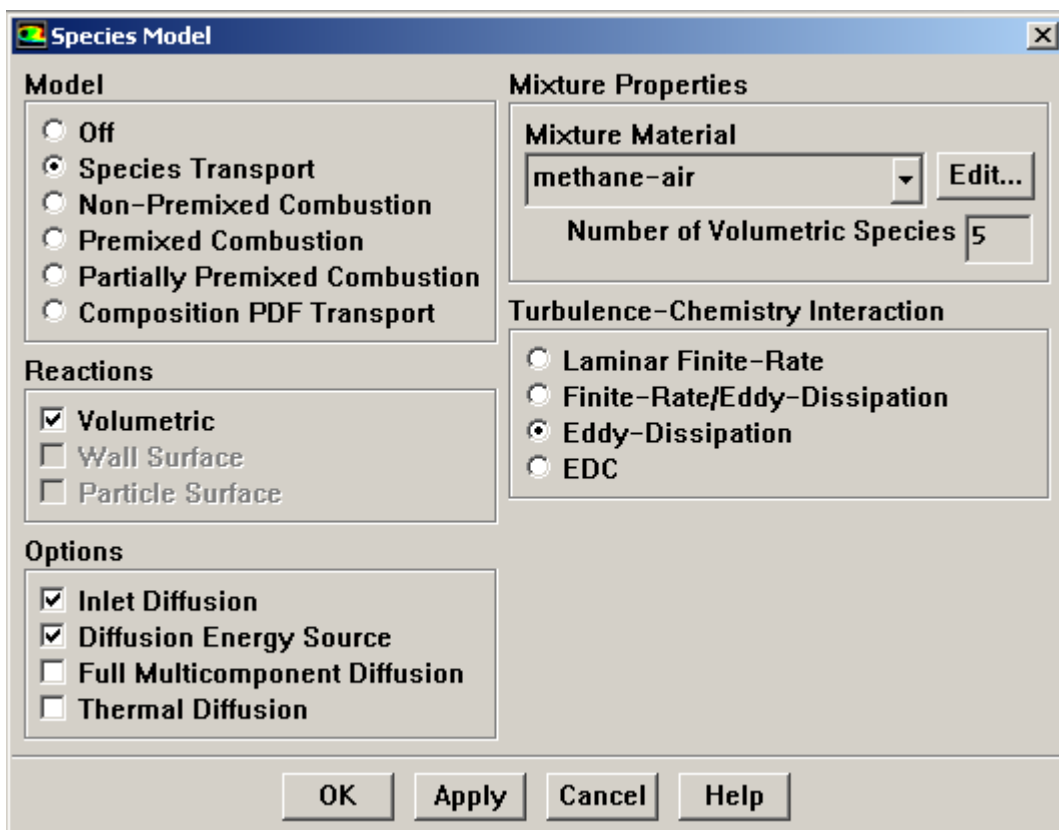


Figure (B.10) : Modèle de combustion

Etape 6.

Define → Models → Radiation...

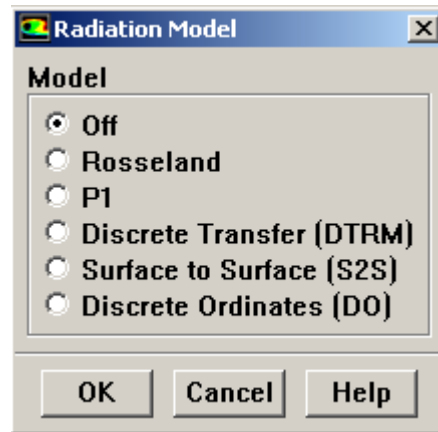


Figure (B.11) : Radiation

Etape 7.

Define → Materials...

C'est le choix du fluide utilisé avec l'introduction des données concernant les propriétés physiques.

On note qu'il faut cliquer sur le bouton change/creat avant de quitter le panneau.

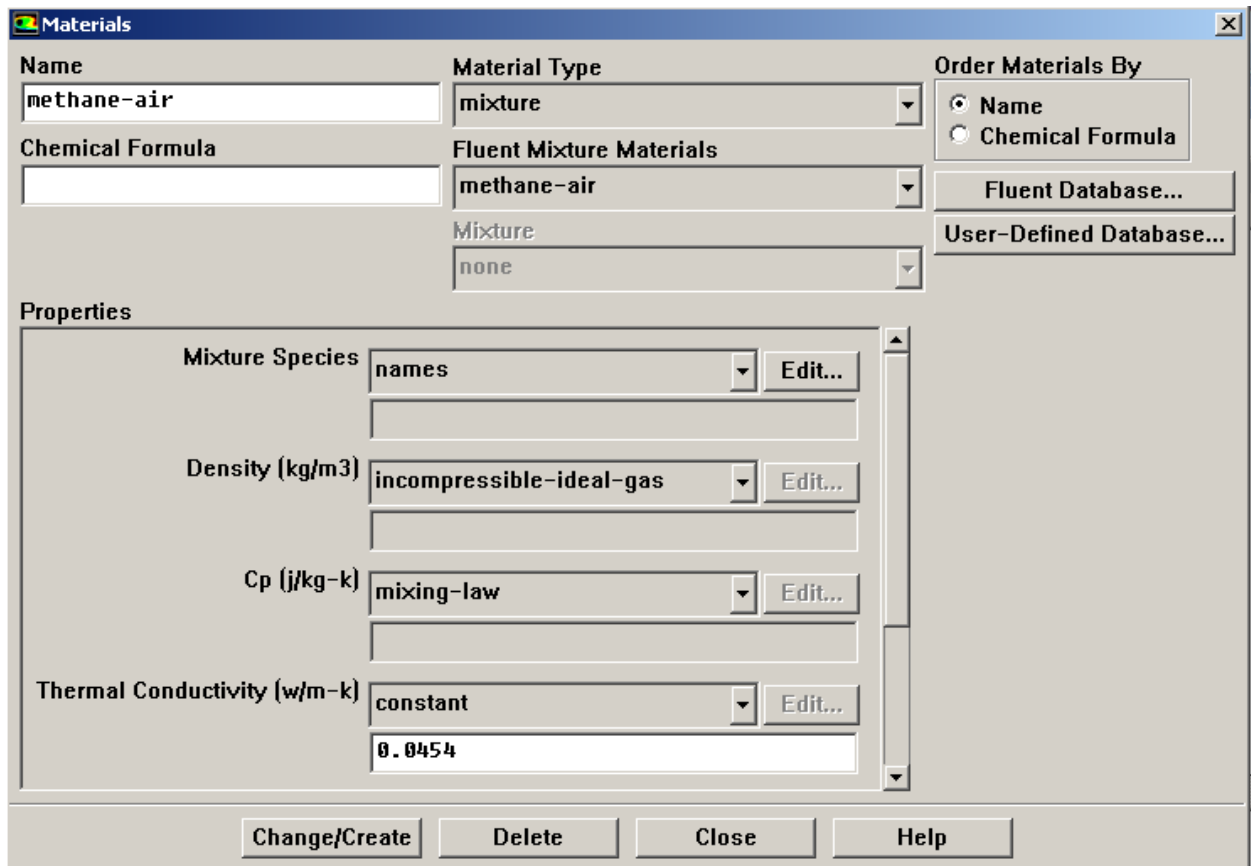


Figure (B.12) : Matériels

Etape 8.

Define → Boundary Conditions...

Les conditions aux limites pour chaque frontière seront définies avec la fenêtre Boundary condition, après avoir sélectionné chaque fois, la frontière concernée et faire rentrer les conditions aux limites de cette dernière ensuite valider.

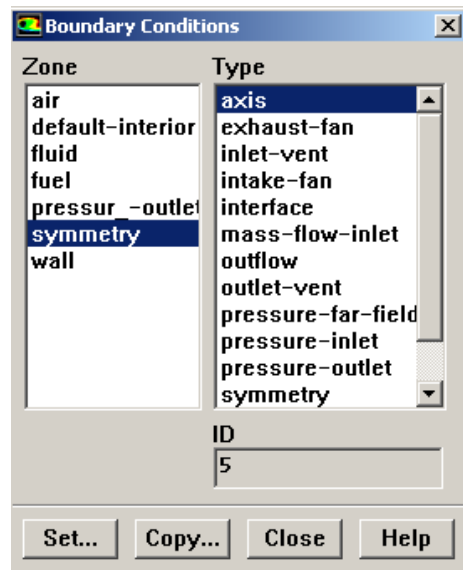


Figure (B.13) : les conditions aux limites

Etape 9.

Menu "solve".

Le dernier menu utilisé pour entamer le calcul est le menu "solve". On doit choisir les équations à résoudre, les schémas de discrétisation, les facteurs de sous relaxations et les critères de convergence. Le calcul est initialisé d'après les conditions aux limites.

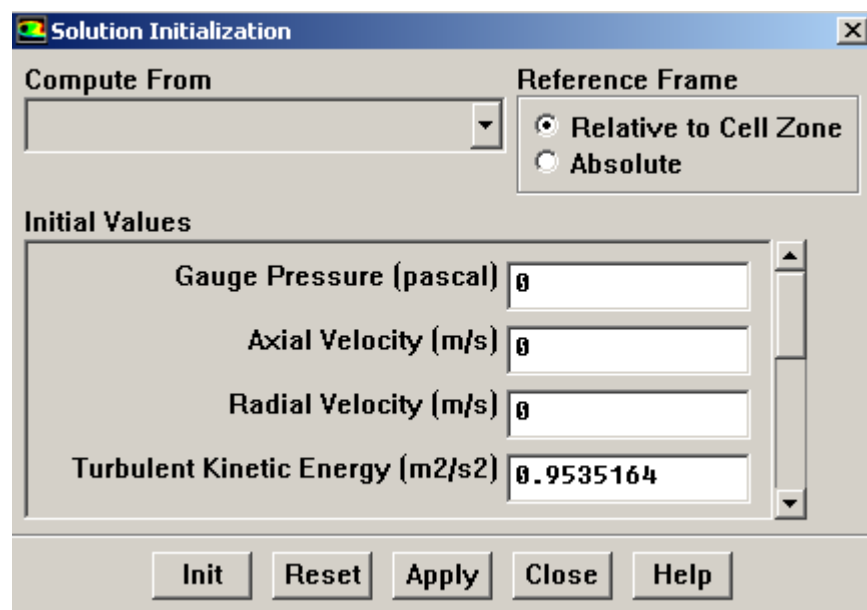
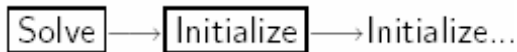


Figure (B.14) : Solution initiale

Etape 10.

Solve → Monitors → Residual...

Faire activer l'option plot dans la fenêtre residual monitor. Lancement des itérations jusqu'à la convergence, enregistrer les résultats pour entamer ensuite la phase sortie graphique.

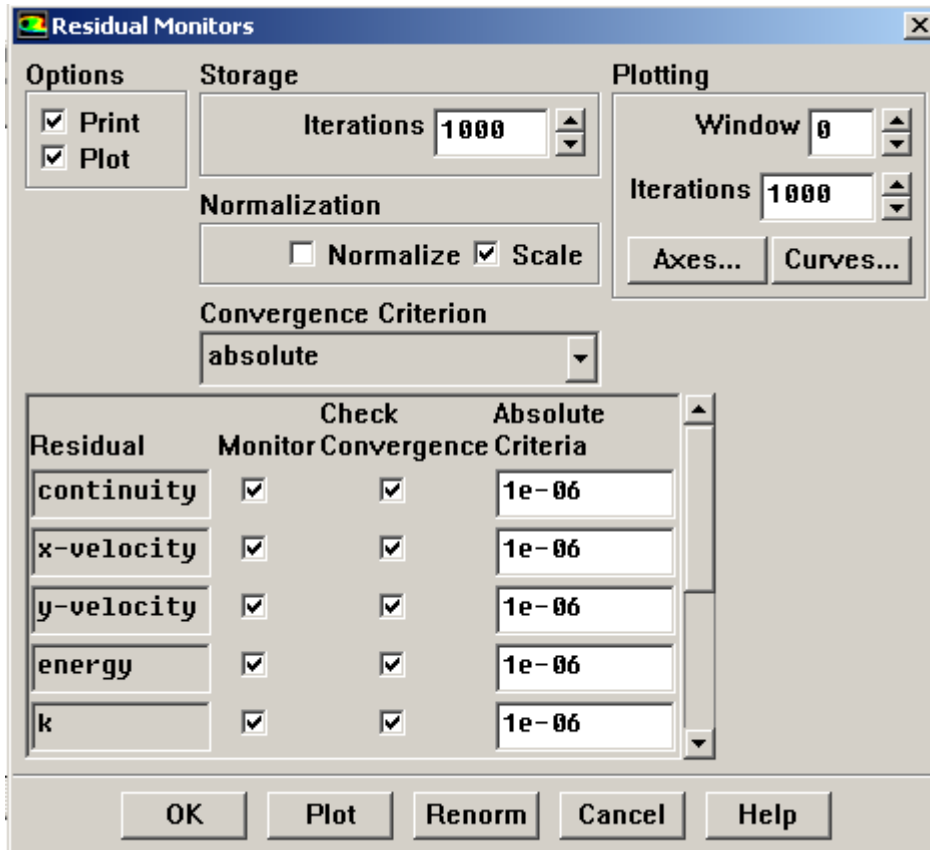


Figure (B.15) : Residual monitor

C. Techniques de mesures expérimentales

1. Les vitesses :

L'auteur a utilisé pour la mesure des composantes de la vitesse la Vélocimétrie Doppler Laser (LDV) double composant avec un laser à argon de 4 watt. Cette méthode consiste à créer un petit volume de mesure où existe un réseau de franges d'interférences à l'endroit où l'on veut faire la mesure ; ce réseau d'interférences étant généré par un faisceau laser que l'on a scindé en deux et que l'on fait se croiser. Si des petites particules, introduites dans l'écoulement, passent dans ce volume, elles émettent /diffusent une lumière à une fréquence proportionnelle à leurs vitesses de déplacement perpendiculaire au réseau de frange.

$$f = \frac{2V \sin(\theta)}{\lambda} \quad (\text{V.1})$$

Où θ représente le demi-angle entre les deux faisceaux laser de longueur d'onde λ .

En utilisant deux faisceaux laser de longueur d'onde différente et en générant deux réseaux de franges d'interférences perpendiculaires au même endroit, on peut obtenir deux composantes de la vitesse.

Un système sonde permet d'analyser les signaux de fréquences selon une méthode rapide d'auto-corrélation. L'ambiguïté directionnelle dans les composants est éliminée par un décalage de fréquence f_b .

$$V = \frac{\lambda(f - f_b)}{2 \sin(\theta)} \quad (\text{V.2})$$

Des particules d'huile de diamètre nominal moyen de 1 μm sont choisies comme particules d'ensemencement pour les mesures à froid. Pour les mesures en combustion, des particules d'oxyde de zirconium (ZrO_2) sont employées car ceux sont les seules à avoir une température de fusion suffisamment élevée (2700 °C) pour résister aux conditions d'oxy-combustion.

2. La PIV :

Un autre moyen pour obtenir le champ de vitesse a été mis en œuvre. Il s'agit de la Vélocimétrie par Inter-Corrélation d'Image de Particules. Cette méthode consiste à associer la diffusion de la lumière par des particules à deux instants très proches et un système d'imagerie numérique afin d'obtenir le déplacement local des particules. À chaque série de deux tirs de la nappe laser, et après traitement de la lumière diffusée, on a un champ de vitesse instantané. En répétant cette opération, il est possible d'obtenir les champs moyens de vitesses et leurs fluctuations.

Cette technique permet d'avoir « facilement » et rapidement des informations sur les champs de vitesses mais elles sont beaucoup moins (fiables) que les mesures LDV car les particules entre les deux tirs laser ne se sont pas forcément déplacées dans le plan des nappes. En effet, elles peuvent provenir de devant ou de derrière.

3. La fraction de mélange :

Pour obtenir la fraction de mélange expérimentalement, Luc Salentey utilise la diffusion conditionnelle de Mie de particules d'huile qui sont injectées en même temps que le combustible ou le comburant. Des plans laser sont émis dans la zone où l'on veut la fraction de mélange et sont recueillis à angle droit par rapport à leur émission. Quand l'écoulement central est alimenté avec des particules, le ratio d'alimentation centrale est proportionnel à la fraction de mélange Z , laquelle est un scalaire passif ($Z=0$ en oxygène pur et $Z=1$ en jet de méthane pur).

4. Les longueurs de flamme, les hauteurs et rayon de stabilisation des flammes :

Les flammes décollées sont observées pour les vitesses de jets haut débit. La technique de mesure choisie pour décrire la hauteur de décrochage de la flamme et le rayon de la base de la flamme est l'observation de la chimie luminescence du radical OH^* excité.

Cette technique a été couramment utilisée pour sa simplicité de mise en œuvre. L'émission OH^* est située dans la zone de réaction où il a été créé et il n'est pas trop sensible à la convection turbulente, comme témoin la courte durée de vie dans un état électronique excité. On obtient les images instantanées de la flamme en collectant l'émission de OH^* à l'aide d'une caméra CCD intensifiée et d'un filtre, pour ne se recevoir que la longueur d'onde choisie (306.4nm). La caméra possède un temps d'exposition variable et le champ turbulent lent peut être figé en choisissant un pas de temps de $100 \mu\text{s}$. Des moyennes et écart-type sont effectuées avec toutes les images pour obtenir les hauteurs de stabilisation moyennes, les rayons moyens et leur fluctuation. Cette technique présente un inconvénient : elle intègre les informations suivant la profondeur de champ.

5. Les analyses de gaz :

Une canne de prélèvement refroidie par eau permet de prélever les gaz chauds et de les refroidir pour figer les espèces dans l'état où elle était au point de prélèvement.

Ces espèces sont dirigées vers un analyseur de gaz afin de mesurer les concentrations des espèces dans la flamme et dans les zones chaudes du confinement. La cartographie de tout le domaine n'est pas possible car cette technique de mesure peut devenir intrusive et modifier fortement la flamme. Les problèmes pouvant être rencontrés, sont d'ordre géométrique (taille de la sonde) et technique (refroidissement de la sonde).



Références bibliographiques

Références

- [1]. **MUNIZ L., MUNGAL M.G.**, Instantaneous flame stabilization velocities in lifted-jet diffusion flames, *Combustion and Flame*, 111 16-31, 1997.
- [2]. **PLESSING T., TERHOEVEN P., PETERS N., MANSOUR M.S.**, An experimental and numerical study of a laminar triple flame, *Combustion and Flame*, 115 335-353, 1998.
- [3]. **KIONI P.N., BRAY K.N.C., GREENHALGH D.A., ROGG B.**, Experimental and numerical studies of a triple flame, *Combustion and Flame*, 116 192-206, 1999.
- [4]. **MAUREY C.**, Etude expérimentale de la stabilisation et du soufflage des flammes de diffusion turbulentes suspendues générées par des brûleurs industriels modèles, Thèse de l'Université de Rouen, 2001.
- [5]. **CESSOU A., MAUREY C., STEPOWSKI D.**, Parametrical and statistical investigation of the behavior of a lifted flame over a turbulent free-jet structure, *Combustion and Flame*, 137 458-477, 2004.
- [6]. **WON S.H., KIM J., HONG K.J., CHA M.S., CHUNG S.H.**, Stabilization of lifted flame edge in the near field of coflow jets for diluted methane, 30th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, , pp. 339-347, 2005.
- [7]. **KIM N.I., SEO J.I., OH K.C., SHIN H.D.**, Lift off characteristics of triple flame with concentration gradient, 30th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 367- 374, 2005.
- [8]. **TAKAHASHI F., KATTA V.R.**, Structure of propagating edge diffusion flame in hydrocarbon fuel jets, 30th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, , pp. 375-382, 2005.
- [9]. **BILGER RW, BECK RE** 15th symposium (Int.) on combustion, , the combustion institute Pittsburgh p. 541 (1975)
- [10]. **BORGHI R, VERVISCH L, GARRÉTON D** The calculations of local fluctuations in non-premixed turbulent flames. In: heat transfer in radiating combusting systems (Carvalho MG, Lockwood F, Taine J, eds.) 83-113, Springer Verlag, Berlin. (1991)
- [11]. **DAMKÖHLER G.** « The Effect of Turbulence on the Flame Velocity in a Gas Mixture ». English translation. NACA TM 1112, April (1947).
- [12]. **TENNEKES H., LUMLEY J.L.** A first course in turbulence. M.I.T. Press, 1983.
- [13]. **ZELDOVICH, Y. B., FRANK-KAMENETSKY, D. A:** The theory of thermal propagation of flames. *Zh Fiz Khim*, vol. 12, pp. 100, 1938
- [14]. **NOUI SAMIRA.,** étude numérique de la combustion des gaz dans un four de cimenterie 2006.

- [15]. **BOUKHALFA A.** Combustion à l'étude de la structure scanner dans les flammes turbulentes prémélangées de type BUNSEN, thèse de doctorat d'état, université d'Orléans (1988).
- [16]. **R.BORGHİ & M. DESTERIAU** La combustion et les flammes, TECHNIP (1975).
- [17]. **VERVISCH L. & D. VEYNANTE** Turbulent combustion, cours présentés à l'institut de Von Karman (1999).
- [18]. **KALGHATGI G.T.**, Lift-off heights and visible lengths of vertical turbulent jet diffusion flames in still air, Combust. Sci. and Tech., 4117-29(1984).
- [19]. **Takahashi F., Schmoll W.J.**, Lifting criteria of jet diffusion flames, 23th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, , pp. 375-382.1990.
- [20]. **GLASSMAN I.**, Combustion, 2nd edition, Orlando Academic Press, 1987.
- [21]. **SPALART, P. R. AND ALLMARAS, S. R.**, "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows", AIAA Paper 92-0439. (1992)
- [22]. **DAVID WILCOX C.**, « Turbulence Modeling for CFD »; DCW Industries, Inc. ; LaCafiada, California 91011 ; November 1994
- [23]. **YAKHOT.A ORSZAG S.**, Numerical simulation of turbulent flow in the inlet region of a smooth pipe, J. Sci. Comput. (USA), 8, 2, 111 - 21, (1993).
- [24]. **PATARIN CHRISTOPHE**, « Simulation numérique du détachement et de l'écoulement d'un jet en sortie d'un injecteur de turbine Pelton », Projet de fin d'études, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2003.
- [25]. **BLAZEK J. ET AL**, « Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications », ELSEVIER, First edition, 2001
- [26]. **KULVIR K. DHINSA, CHRIS J. BAILEY AND KOULIS A. PERICLEOUS**, « Turbulence modelling and its impact on CFD predictions for cooling of electronic components », 2004 Inter Society Conference on Thermal Phenomena, IEEE, 0-7803-8357-5, London, 2004.
- [27]. **FRÉDÉRIC KUZNIK₁, JEAN BRAU**, a rsm model for the prediction of heat and mass transfer in a ventilated room proceedings: building simulation 2007
- [28]. **BOURAS FETHI**, simulation de la combustion turbulente non-premelangée par le modèle « l.e.s » thèse de magister, université de batna, 2006.
- [29]. **BORGHİ .R & M. CHAMPION**, modélisation et théorie des flammes, TECHNIP (1975).
- [30]. **FLUENT INC.** FLUENT6.3 User Guide.
- [31]. **MAGNUSSEN B, HJERTAGER BH** 16th symposium (int.) on combustion, 719-729, The Combustion Institute, Pittsburgh. (1976)
- [32]. **SPALDING D. B.** « Development of the Eddy-Break-Up Model of Turbulent Combustion », Sixteenth International Symposium on Combustion, Ed. The Combustion Institute, p. 1657, (1977).
- [33]. **M. DEKENA AND N. PETERS.** Combustion modelling with the G-equation. Oil & Gas Science and Technology-Rev., IFP, 54(2):265-270, 1999.
- [34]. **GAMBIT INC.** Gambit 2.3.16

- [35]. **LEONARD B. P. AND S. MOKHTARI.** ULTRA-SHARP Nonoscillatory Convection Schemes for High-Speed Steady Multidimensional Flow. NASA TM 1-2568 (ICOMP-90-12), NASA Lewis Research Center, 1990
- [36]. **PATANKAR. S. V.** Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere. Washington, D, C. PP 115-120. 1980.
- [37]. **CYRILLE LESIOUR,** Modélisation de la combustion turbulente non – prémélange dans un brûleur à jet séparé application à la stabilisation d’une ox-flamme 2003.
- [38]. **BENTEBBICHE. A,** coherent flame model using in turbulent non premixed flame modeling ,6ième colloque magrébin sur le modèles numériques de l’ingénieur C2MN16, Tunis 24-26 novembre 1998.
- [39]. **BENMENINE.D, BENTEBBICHE.A,** l’effet du rapport de vitesses sur la stabilité des flammes turbulentes d’un brûleur type «bluff body », 9ième Congrès de Mécanique – Marrakech du 21 au 24 Avril 2009.
- [40]. **BENMENINE.D, BENTEBBICHE.A,** l’effet du taux de blocage sur la stabilité des flammes turbulentes d’un brûleur type «bluff body », 3^{ème} journées de chimie ,EMP Borj El Behri, 30 et 31 Mars 2009.

Résumé:-

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une étude visant l'optimisation des paramètres de fonctionnement des brûleurs industriels à flamme de diffusion. L'exemple développé, ici, s'intéresse particulièrement à l'étude de l'effet du rapport de vitesses ($C_{\text{Combustible}}/V_{\text{air}}$) et le taux de blocage sur les caractéristiques dynamique et thermique de l'écoulement ainsi que leurs impacts sur la stabilité de la flamme. L'étude est menée sur un brûleur type « bluff body » de dimensions choisies. Les simulations numériques sont effectuées à l'aide du code CFD FLUENT, en utilisant le modèle de turbulence k-ε standard couplé à un modèle de combustion turbulente pour une flamme de diffusion (Eddy Dissipation). La configuration est appliquée à la combustion de méthane/Air pour un taux de blocage de 0.83 et des rapports de vitesses de 2.8, 1.4 et 0.84.

Les résultats obtenus pour différents modes de fonctionnement du brûleur montrent que la structure du champ dynamique, la stabilité et la forme de la flamme dans le foyer de combustion dépendent entre autre des rapports de vitesses et du taux de blocage de la flamme.

Mots-clés: - Modélisation des écoulements réactifs, Flamme, bluff body, taux de blocage, rapport de vitesse, flamme de diffusion turbulence

Abstract: -

This work is part of a study aimed at optimization of operating parameters of industrial burner with diffusion flame. The example developed here is particularly interested in studying the effect of velocity ratio ($V_{\text{fuel}} / V_{\text{air}}$) and the blockage ratio on thermal and dynamic characteristics of flow and their impact on stability flame. The study is conducted on a burner type "bluff body" size selected. Numerical simulations are performed using CFD code FLUENT, using the turbulence model k-ε standard coupled with a combustion model for turbulent diffusion flame (Eddy Dissipation). The configuration is applied to the combustion of methane / air for a blockage ratio of 0.83 and velocity ratio of 2.8, 1.4 and 0.84.

The results obtained for different modes of operation of the burner shows that the structure of the field dynamics, stability and shape of the flame in the fireplace flue depend, among other gear ratios and the rate of blockage of the flame.

Keywords: - Modeling reactive flows, flame, bluff body, blockage ratio, velocity ratio, turbulent diffusion flame

الخلاصة :-

وهذا العمل هو جزء من دراسة تهدف إلى تعظيم الاستفادة من معايير التشغيل للمواقف الصناعية والمنزلية. هذه الدراسة تهتم بشكل خاص في دراسة تأثير السرعة (سرعة الوقود/سرعة الهواء) وكذلك تأثير معدل الحبس على الخصائص الحرارية والديناميكية للتدفق وأثرها على الاستقرار الشعلة. هذه الدراسة التي أجريت على نوع الموقد "bluff body" الحجم المحدد. المحاكاة الرقمية تتم باستخدام رمز CFD بطلاقة، باستخدام نموذج الاضطراب ε-K القياسية مقرونة نموذجاً للهب الاحتراق المضطرب EDDY DISSIPATION. يتم تطبيقها على احتراق غاز الميثان / الهواء بمعدل حبس 0.83 ومعدل سرعة بنسبة 2.8 و 1.4 و 0.84.

النتائج التي حصل عليها لطرق مختلفة للعملية في موقد يبين ان الشكل العام للموقد والنسبة بين سرعة الوقود وسرعة الهواء له تأثير مباشر على الخصائص الحرارية والديناميكية للموقد وكذلك على استقرار الشعلة. المصطلحات :- -- محاكاة الاحتراق المضطرب ةنمذجة التدفقاتواللهب ،نسبة الحبس ،نسبة السرعة ةالشعلة المضطربة .